TECHNIKA LOTNICZA

KWARTALNIK ZWIĄZKU POLSKICH INŻYNIERÓW I TECHNIKÓW LOTNICZYCH

(KOŁO LOTNICZE SIMP)

TREŚĆ ZESZYTU

ROK IV **ZESZYT 1 (4)** **MARZEC 1949**

WYDAWCA: INSTYTUT WYDAWNICZY SIMP

Warunki ogłaszania prac w „Technice Lotniczej".

1. Redakcja „Techniki Lotniczej" przyjmuje do druku jedynie prace nigdzie przed tym nie drukowane.

2. Prace zgłaszane do „Techniki Lotniczej" powinny być wykończone pod względem układu treści i stylu, ponadto zgodne z pisownią Polskiej Akademii Umiejętności.

3. Do druku mogą być zgłaszane zarówno prace oryginalne, jak kompilacyjne oraz tłumaczenia ew. streszczenia najcenniejszych artykułów obcych, przy czym należy szczegółowo podać źródła, z których autor korzystał.

4. Redakcja zastrzega sobie prawo czynienia poprawek i skrótów w tekście z tym, że ważniejsze poprawki lub uzupełnienia zostaną uzgodnione z autorem.

5. Nadesłane artykuły kwalifikuje Komitet Redakcyjny T. L., który może zaprosić do współpracy wybranego przez siebie koreferenta, specjalistę danego działu.

6. Redakcja zastrzega sobie prawo do przerysowania lub przerobienia rysunków i wykresów, o ile będą one wykonane w sposób, nie nadający się do wykonania klisz.

7. Każdy nadesłany artykuł powinien być zaopatrzony w krótkie, nie przekraczające 15 wierszy streszczenie.

8. Prace należy nadsyłać pod adresem: Redakcja „Techniki Lotniczej", Warszawa, ul. 6 sierpnia 24.

9. Redakcja nie odpowiada za poglądy wyrażone przez autorów.

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

TECHNIKA LOTNICZA

KWARTALNIK ZWIĄZKU POLSKICH INŻYNIERÓW I TECHNIKÓW LOTNICZYCH
(KOŁO LOTNICZE SIMP)

ROK IV | ZESZYT 1(4) | MARZEC 1949 r.

Inż. JAN STASZEK.
Główny Instytut Lotnictwa.

Ogólne rozważania o przepływie z wielką prędkością

WSTĘP.

Szybki rozwój lotnictwa, pojawienie się napędu strumieniowo-odrzutowego, konsekwentne ulepszanie maszyn przepływowych, jak turbiny i sprężarki oraz wymagania balistyki spowodowały wysunięcie na pierwszy plan badań nad przepływem gazów jako cieczy ściśliwych przy wielkich prędkościach. Pierwszy wyłom w nieznanym zagadnieniu uczynili najpierw *Mach* i *Sarrau*, później zaś *Czapligin* i *Meyer*. Rozważania ściśle teoretyczne rozpoczęte w Niemczech przez *A. Busemanna* pod kierownictwem *L. Prandtla* i kontynuowane przez *Sauera* oraz *Görtlera*, były prowadzone również przez *Karmana, Ferrariego, Ackereta, Taylora, Tsien Hsue Shena* i innych. Na podwalinach pracy wymienionych badaczy oraz całego szeregu innych uczonych można było rozpocząć systematyczne doświadczenia, wykonane częściowo w tunelach o prędkościach przepływu zbliżających się do prędkości rozchodzenia się dźwięku lub przekraczających ją. Poważnym wkładem są również badania przeprowadzane w locie, dużo trudniejsze, jednak dające wyniki bardziej zgodne z rzeczywistością niż otrzymywane z doświadczeń tunelowych. Przyczyną tego jest przede wszystkim odpowiadająca rzeczywistości liczba *Reynoldsa*, przy której są one wykonywane oraz ośrodek pozbawiony całkowicie zaburzeń, co w warunkach laboratoryjnych jest niemożliwe do osiągnięcia.

Zupełny brak polskiej literatury technicznej, traktującej o tych ciekawych zjawiskach, spowodował powstanie całego szeregu mylnych pojęć i poglądów, dlatego też artykuł ten powinien przyczynić się do wyjaśnienia panujących niezgodności.

WYKAZ UŻYTYCH OZNACZEŃ.

v_0 — początkowa prędkość przepływu,
v — prędkość przepływu w danym miejscu,
v_1 — składowa prędkości równoległa do osi x,
v_2 — „ „ „ „ „ y,
v_3 — „ „ „ „ „ z,
p_0 — ciśnienie początkowe,
p — ciśnienie w danym miejscu,
p_{kr} — ciśnienie krytyczne..
T_0, T, T_{kr} — temperatury odpowiadające powyższym ciśnieniom,
ρ_0, ρ, ρ_{kr} — odpowiednie gęstości,
c_0, c, c_{kr} — odpowiednie prędkości dźwięku,
γ — ciężar właściwy,
R — stała gazowa,
μ — współczynnik lepkości,
ν — kinematyczny współczynnik lepkości,
g — przyśpieszenie ziemskie,
l — wymiar liniowy,
b — współczynnik przewodnictwa ciepła,
c_p — ciepło właściwe przy stałej prężności,
c_v — ciepło właściwe przy stałej objętości,
$\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$ — wykładnik adiabaty,
λ — współczynnik odwzorowania *Prandtla*,
φ — oznaczenie potencjału,
n — linia *Macha*,
α — kąt *Macha*,
S — linia zgęszczenia,
σ — kąt pochylenia linii zgęszczenia,
ϑ — kąt załamania przepływu,
$R_e = \frac{vl}{\nu}$ — liczba *Reynoldsa*,
$M = \frac{v}{c}$ — liczba *Macha*,
$F = \frac{v^2}{lg}$ — liczba *Frouda*,
$P_r = \frac{c_p \cdot \gamma \cdot \nu}{b}$ — liczba *Prandtla*,
z — przesunięcie przekroju,
V — objętość,
a — przyśpieszenie,
ε — wydłużenie jednostkowe,
E — moduł sprężystości (ściśliwości),
$\overline{rot}\ \overline{v} = \overline{curl}\ \overline{v}$ — wektor wiru, albo rotacja, wektora prędkości v.

Składowe tego wektora muszą spełniać warunki:

$$rot_x v = \frac{\partial v_z}{\partial y} - \frac{\partial v_y}{\partial z}$$

$$rot_y v = \frac{\partial v_x}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial x}$$

$$rot_z\, v = \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y}$$

$div\, \overline{v}$ — diwergencja albo rozbieżność wektora v jest funkcją współrzędnych (x, y, z), utworzoną z pochodnych składowych tego wektora. Przedstawia ona wielkość skalarną związaną z wektorem v równaniem:

$$div\, \overline{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z}$$

$\overline{grad}\, \varphi$ — wektor o składowych równych pochodnym fukcji φ. Natężenie jego jest określone wzorem:

$$grad\, \varphi = \sqrt{\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)^2}$$

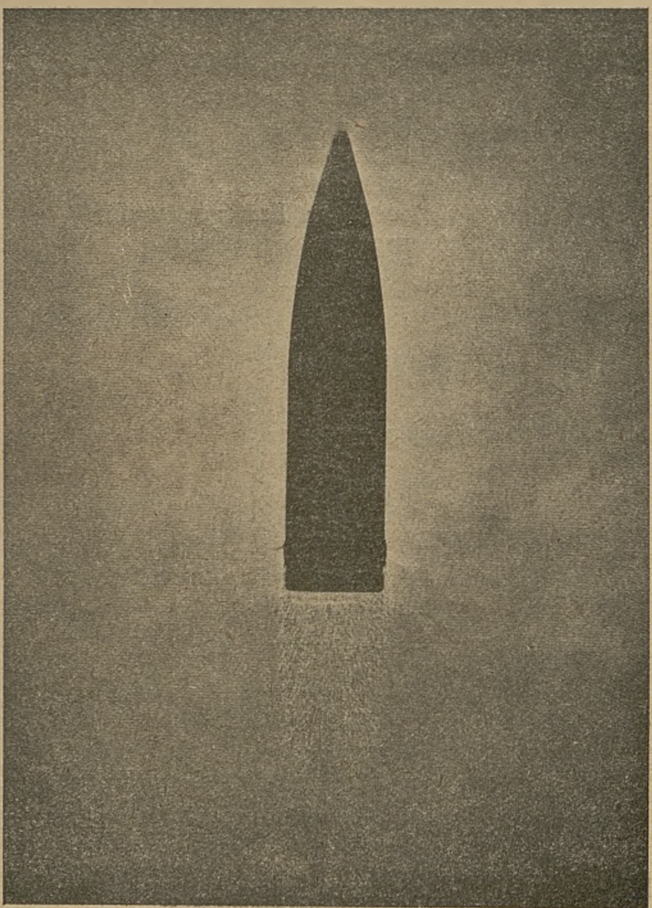
m = masa,

t = czas.

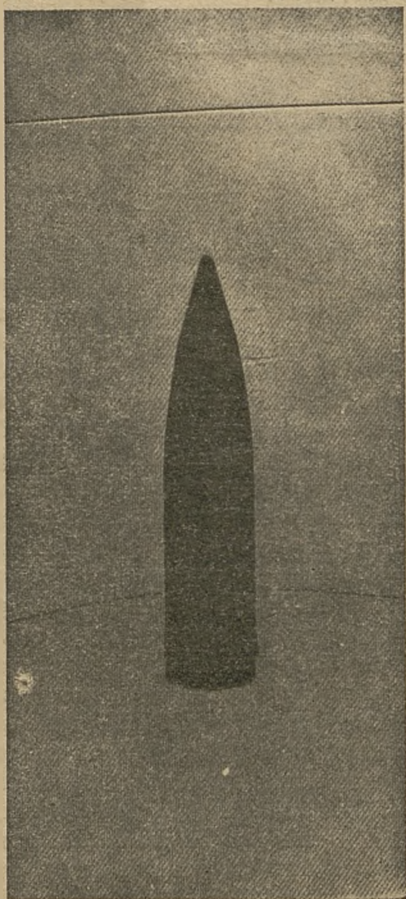
PIERWSZE BADANIA.

Sam charakter opływu został zbadany już dość dawno przez balistykę, która zetknęła się ze ściśliwością gazu znacznie wcześniej. Doświadczenia te jednak, pomimo stwierdzenia niewątpliwych zmian sił oddziaływania ośrodka na badane ciało przy przekraczaniu prędkości dźwięku, nie wystarczyły do poznania istoty zjawiska. Rezultatem tych badań było stwierdzenie istnienia tzw. „bariery dźwiękowej" charakteryzującej się znacznym zwiększeniem współczynnika oporu powietrza oraz pojawieniem się nieznanych tworów określonych jako fale dźwiękowe.

Po przekroczeniu „bariery dźwiękowej" współczynnik oporu wyraźnie maleje, co łatwo wytłumaczono sobie znanym zjawiskiem rozchodzenia się fal



Rys. 1. Przepływ poddźwiękowy przy $M = 0{,}86$ Widoczny tylko obszar zaburzeń poza pociskiem.



Rys. 2. Przepływ z prędkością dźwięku $M = 1{,}01$. Przed pociskiem pojawia się „fala czołowa" w postaci linii nieciągłości ciśnienia. Na boku pocisku tworzy się miejscowa linia zgęszczenia[1]).

W części tylnej przepływu zaczyna się kształtować linia zgęszczenia, pochodząca od wystającego pierścienia wodzącego pocisku, analogiczna do poprzedniej linii nieciągłości ciśnienia.

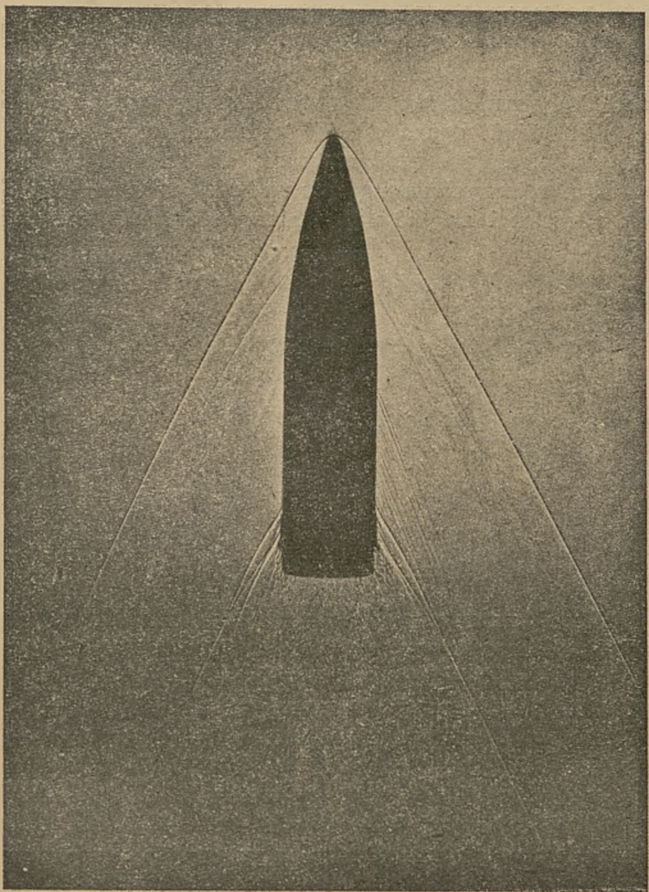
wytwarzanych np. na powierzchni wody przez impulsy przesuwające się z różnymi prędkościami. Pomierzono opory różnych ciał przy zmieniających się prędkościach, co pozwoliło nawet na ujęcie zjawiska w formę matematyczną, polegającą na określeniu współczynnika oporu zwykle w postaci wielomianu typu:

$$C = a + bv + cv^2 + dv^3 + \ldots.$$

---

[1]) *Liniami zgęszczenia i rozrzedzenia* będziemy nazywać linie, na których ciśnienie zmienia się do wartości wyższej lub niższej, licząc zgodnie z kierunkiem przepływu.

Badania te, chociaż prawie zupełnie wystarczające dla balistyki, były zbyt ubogie dla aerodynamiki, zajmującej się nietylko siłami stycznymi do toru, ale rów-



Rys. 3. Przepływ ponaddźwiękowy przy $M = 2,51$. Linie zgęszczenia wyraźnie ukształtowane. Słabiej widoczne linie *Macha* w postaci linii rozrzedzenia.

nież i normalnymi do niego, jako mającymi bardzo ważne znaczenie przy maszynach przepływowych oraz umożliwiającymi w ogóle latanie w pojęciu obecnym. W balistyce zresztą zbaczanie toru pocisku nastręczało również pewne kłopoty, jako wywołane normalną do toru siłą aerodynamiczną o nieznanej wielkości oraz osi działania. Poprawki konieczne do uwzględnienia w tabelach strzelniczych uzyskiwano drogą doświadczalną dla każdego typu pocisku oraz każdej prędkości początkowej z osobna nie zajmując się bliżej wielkościami sił oraz ich liniami działania. Przyczyną tych tak bardzo niekompletnych wyników były niedoskonałe urządzenia pomiarowe, opierające się na mierzeniu oporu ciała, ustawionego w strumieniu wypływającego ze zbiornika powietrza, znajdującego się pod znacznym ciśnieniem. Nie uzyskiwano tu stałej prędkości dźwięku, zaś ciśnienie krytyczne panujące w otworze wylotowym, w miarę zmniejszania się ciśnienia w zbiorniku, było zmienne wg. wzoru:

$$p_{kr} = \left(\frac{2}{\varkappa + 1}\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa - 1}} p_0 = 0,527\ p_0,$$

gdzie $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$ oznacza stosunek ciepła właściwego przy stałej prężności do ciepła właściwego przy stałej objętości.

Zmiana ciśnienia powodowała oczywiście zmianę gęstości, a co za tym idzie dokładne określenie wielkości wzajemnego oddziaływania ośrodka i pocisku w danych warunkach było niemożliwe.

Bardzo systematyczne i dokładne badania przeprowadzono nad przepływami w dyszach turbin parowych. Wprawdzie czynnikiem użytym przy badaniach była para wodna, jednak pomiary wykonane przed trzydziestu laty przez *Stodolę* nie straciły do dzisiaj aktualności. Zawdzięczamy im np. poznanie tak ciekawego zjawiska, jak sprężenie uderzeniowe, charakteryzujące się gwałtownym wzrostem ciśnienia, gęstości i temperatury przy jednoczesnym zmniejszeniu prędkości przepływu.

WSPÓŁCZYNNIKI CHARAKTERYSTYCZNE DLA ZJAWISK ZACHODZĄCYCH PRZY PRĘDKOŚCIACH NADDŹWIĘKOWYCH.

W normalnych wypadkach, gdy prędkość przepływu gazów w porównaniu z prędkością dźwięku była niewielka, stosowano w aerodynamice rozważania matematyczne z założeniami bardzo upraszczającymi zagadnienie, traktując je na równi z hydrodynamiką ciał płynnych o stałej objętości. To zaniedbanie ściśliwości gazów w równaniach ciągłości powodowało błąd bardzo niewielki, bo nieosiągający 1% przy prędkości *50 m/sek*, temperaturze *15°C* oraz ciśnieniu atmosferycznym. Odpowiednia liczba *Macha* wynosi w tych warunkach ok. $M = 0,15$. Przy liczbach *Macha* zbliżających się do jedności błąd jest znacznie większy, zaś po jej przekroczeniu ($M > 1$) równania zwykłej aerodynamiki tracą zupełnie swoją ważność na korzyść innych, wyprowadzonych z aerodynamiki ośrodków ściśliwych, czyli krótko — dynamiki gazów.

Przy większych prędkościach przepływu, w odniesieniu do prędkości dźwięku, staje się wpływ ściśliwości na rozkład linii prądu coraz większy i przy przekroczeniu prędkości rozchodzenia się dźwięku występują zupełnie nowe prawa. W szczególności pojawiające się zaburzenia nie obejmują całego pola prądu, a tylko jego część i stałym przyrostom prędkości i ciśnienia odpowiadają niestałe zmiany stanu. Matematyczne wyjaśnienie tych istotnych zmian, określonych jako przepływy poddźwiękowe i naddźwiękowe, polega na tym, że równanie potencjału w zakresie poddźwiękowym jest typu eliptycznego podobnie jak dla ośrodków nieściśliwych, zaś w obszarze ponaddźwiękowym wyrażenie potencjału ma formę hiperboliczną.

Dla zorientowania się w charakterze zachodzących zjawisk musimy ustalić prawa podobieństwa, umożliwiające porównanie wyników badań z rzeczywistością.

Zjawiska, zachodzące przy przepływie ściśliwym, zależą od kilku zasadniczych współczynników bezwymiarowych. Współczynnikami tymi są:

a) liczba *Macha* $M = \frac{v}{c}$ (gdzie v = prędkość prze-

pływu zaś c — prędkość dźwięku), określająca wpływ ściśliwości ośrodka. W aerodynamice zwykłej prawo podobieństwa wymagało, aby $f\left(\frac{v}{c}\right) = const.$ Równanie to, noszące nazwę reguły *Bairstow-Bootha*, oznacza, że dla uzyskania prawa porównywania wyników, doświadczenia winny być wykonywane przy tym samym stosunku prędkości przepływu do prędkości dźwięku. Wpływ tego stosunku przy normalnych prędkościach, jak już powiedziano, jest niewielki, staje się on jednak dominującym przy zbliżaniu się do liczby *Macha* $M = 1$ oraz powyżej tej wartości.

b) Liczba *Reynoldsa* $R_e = \frac{v \cdot l}{\nu}$ (gdzie l — wymiar liniowy, zaś ν — kinematyczny współczynnik lepkości), określająca wpływ lepkości powietrza i związanego z nią charakteru opływu. Liczba *Reynoldsa* nie traci nic ze swej ważności w zakresie wielkich prędkości, czego dowodem jest stwierdzenie, że opływ laminarny jest dużo korzystniejszy przy wielkich prędkościach niż opływ burzliwy, dający lepsze wyniki przy niewielkich prędkościach. Wpływ tej liczby charakteryzującej zjawiska zachodzące w warstwie powierzchniowej jest więc równie ważny i dla wielkich prędkości.

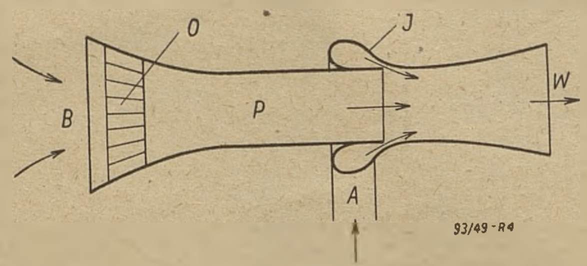
c) Liczba *Frouda* $F = \frac{v^2}{lg}$ (gdzie g — przyspieszenie ziemskie), określająca wpływ sił bezwładności i związanych z nimi krzywizn badanego ciała. Wobec znacznie większych prędkości niż w aerodynamice zwykłej, przy mniejwięcej takich samych wymiarach rozważanych ciał, siły bezwładności są dużo większe, powodując wcześniejsze oderwania strug. Już przy $M = 0,6$, czyli okrągło 200 *m/sek*, następuje przy normalnych profilach na dużych kątach natarcia skrzydła przedwczesne oderwanie, zaś przy $M = 0,9$ pogorszenie opływu jest tak znaczne, że można tu stosować tylko bardzo cienkie profile, charakteryzujące się niewielkimi krzywiznami, i tylko niewielkie kąty natarcia

d) Liczba *Prandtla* $P_r = \frac{c_p \cdot \nu \cdot \gamma}{b}$ (gdzie γ — ciężar właściwy, zaś b — współczynnik przewodnictwa), charakteryzująca wpływ przewodnictwa cieplnego. Przy silnych sprężeniach i rozrzedzeniach zachodzących przy wielkich prędkościach otrzymuje się na powierzchni ciała różnice temperatur, tak że zjawisko to winno być właściwie rozpatrywane przez termodynamikę, co oczywiście bardzo komplikuje badania. Na szczęście w zakresie stosowanych obecnie prędkości, wymienione różnice temperatur są nieznaczne i wpływ ich, a więc i liczby *Prandtla*, można zaniedbać bez szkody dla naszych rozważań.

TUNELE NADDŹWIĘKOWE.

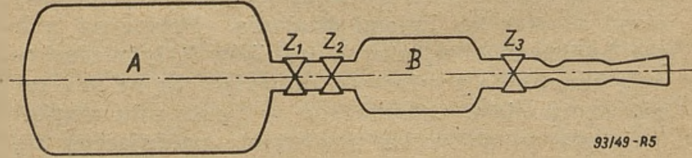
Zbadanie zjawisk zachodzących przy prędkościach przepływu bliskich prędkości dźwięku oraz przekraczających ją, to zadanie jakie ma przed sobą aerodynamika dużych prędkości. Sposób ujęcia zagadnienia jest mniej więcej taki sam jak i w aerodynamice zwykłej, tzn. badania są wykonywane w tunelach, które jednak różnią się od poprzednich znacznymi prędkościami przepływającego gazu.

Pierwsze badania przepływu o wielkich prędkościach były wykonywane przez balistykę przy pomocy urządzeń już opisanych. Urządzenia te, jak już wspomniałem, nie nadawały się do ścisłych badań aerodynamicznych ze względu na krótki czas działania, jak również i na już wymienioną niestałość warunków.



Rys. 4. Schemat tunelu o napędzie pośrednim.

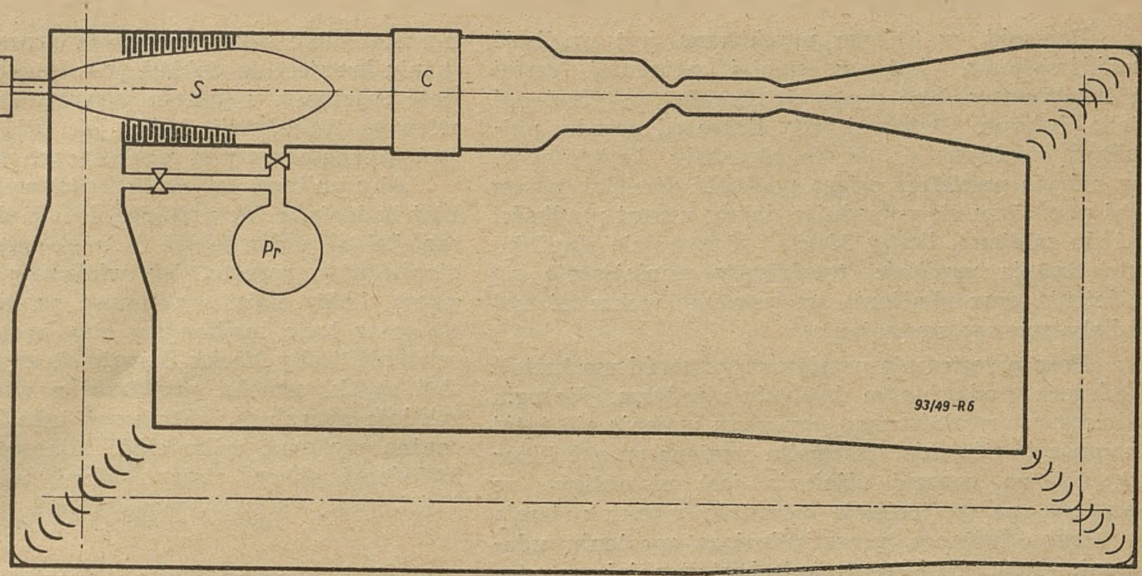
Udoskonaleniem tych urządzeń są tunele o napędzie pośrednim (rys. 4). Jako napęd stosuje się tutaj strumień sprężonego powietrza doprowadzonego przewodem *A* do pierścieniowego inżektora *J*. Powietrze to, wypływając ze znaczną prędkością przez szczelinę inżektora, zasysa nowe powietrze z otoczenia *B* poprzez urządzenie osuszające *O* oraz przestrzeń pomiarową *P* i porywa je ze sobą do wylotu *W*. Czas pracy jest przy tym znacznie dłuższy i obecnie znajduje się w użyciu cały szereg tuneli tego typu. Wadą ich jest niewielka przestrzeń pomiarowa oraz niska sprawność całego urządzenia. Przestrzeń pomiarowa znajduje się z reguły przed inżektorem, aby ciało badane było umieszczone w niezakłóconym strumieniu. Urządzenie osuszające powietrze jest niezbędne, ponieważ zasysane powietrze, rozpędzając się do prędkości nadźwiękowych, rozpręża się adiabatycznie. Pociąga to za sobą spadek temperatury znacznie poniżej 0°C. Zamarznięte kropelki wody, które wydzieliłyby się przy tym z wilgotnego powietrza, poruszając się z wielkimi prędkościami, utrudniałyby pomiary. Jako czynnik odwadniający używany jest prażony chlorek wapnia $CaCl_2$ lub prażony silica gel $(H_4SiO_4)_n$.



Rys. 5. Schemat urządzenia doświadczalnego pracującego przy stałej liczbie *Macha*.

Obniżenie temperatury jest dla nas zjawiskiem korzystnym, ponieważ prędkość dźwięku jest zależna jak to wynika z równania:

$$c = \sqrt{g \varkappa \, . \, R \, . \, T}$$



Rys. 6. Schemat tunelu o działaniu ciągłym.

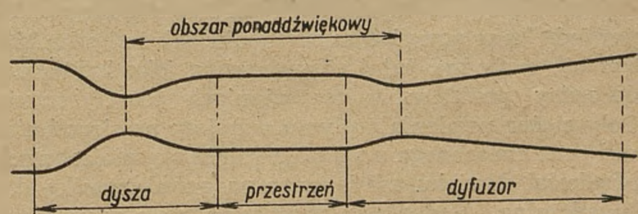
właśnie wyłącznie od temperatury *T*, gdyż $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$, *g* — przyśpieszenie ziemskie oraz *R* — stała gazowa pozostają niezmienione. Zmniejszenie prędkości dźwięku z temperaturą umożliwia nam więc osiągnięcie wyższych liczb Macha.

Innym rodzajem tunelu, opartego na wypływie sprężonego powietrza ze zbiornika, jest urządzenie przedstawione na rys. 5. Pozwala ono na uzyskanie stałej prędkości przepływu przy zachowaniu stałego ciśnienia początkowego oraz temperatury. W tych warunkach liczba *Macha* zachowuje również wartość stałą przez cały czas doświadczenia, pozwalając na uzyskanie bardziej dokładnych wyników. Urządzenie to składa się: ze zbiornika głównego *A*, zawierającego sprężone i osuszone uprzednio powietrze; z zaworu redukcyjnego Z_1, przy pomocy którego reguluje się ilość przepływającego czynnika; z zaworów odcinających Z_2 i Z_3, ze zbiornika wyrównawczego *B*, zawierającego przez cały czas pomiaru stałą ilość czynnika o jednakowym ciśnieniu i temperaturze, oraz z przestrzeni pomiarowej.

Oczywiście zawór redukcyjny powinien zmieniać podczas pomiaru swój prześwit, aby, w miarę zmniejszania się ciśnienia w zbiorniku głównym ilość powietrza przepływającego w jednostce czasu, była ta sama. Wadą tego urządzenia jest, tak jak i w poprzednich tunelach, krótki czas działania oraz niewielkie wymiary przestrzeni pomiarowej.

Tunelem umożliwiającym dokładne wykonanie różnego rodzaju doświadczeń jest tunel o działaniu ciągłym. Wprawdzie koszt wykonania takiego urządzenia jest znacznie wyższy, jednak jego niewątpliwe zalety powodują, że wszystkie poważniejsze doświadczenia są wykonywane w tunelach tego typu. Trudnością zasadniczą jest tutaj konieczność zainstalowania bardzo dużych mocy przy stosunkowo niewielkich wymiarach przestrzeni doświadczalnej. Przyczyną tego jest fakt, że moc pochłaniana rośnie z trzecią potęgą prędkości, powodując np. konieczność zastosowania *64* razy mocniejszego silnika przy czterokrotnie większej prędkości. Aby temu zapobiec obniża się zwykle ciśnienie w tunelu do *0,1 ata.* Kanał tunelu musi być wówczas hermetyczny. Zmniejszenie ciśnienia powoduje wtedy proporcjonalny spadek mocy pochłanianej, pogarszając jednak przy tym znacznie liczbę *Reynoldsa* w sensie jej zmniejszenia. Pomimo tak niskiego ciśnienia wydatek mocy jest jednak bardzo duży i np. w tunelu *Ackereta* w Zurychu wynosi 1000 KM przy liczbie *Macha* $M = 2$ oraz wymiarach przestrzeni pomiarowej zaledwie 380×400.

Tunel pokazowy na rys. Nr. 6 składa się zwykle z zamkniętego szczelnego przewodu rurowego, w którym sprężarka *S*, napędzana silnikiem *M*, przetłacza przez chłodnicę *C* — powietrze nadając mu w przestrzeni pomiarowej znaczną prędkość. Do wytwarzania odpowiedniej wielkości podciśnienia w tunelu służy specjalna pompa próżniowa *Pr*. Działanie takiego tunelu jest następujące: powietrze w tunelu opróżnionym przy pomocy pompy jest sprężone adiabatycznie wielostopniową sręzarką osiową lub zwykłą odśrodkową, o dużym wydatku objętościowym. Skutkiem sprężania nagrzewa się ono i musi być chłodzone następnie w chłodnicy ulowej, skąd przechodzi do przestrzeni pomiarowej, tworzącej część specjalnie ukształtowanego przewodu przemian. Chłodnica ma zadanie odprowadzić znaczną ilość ciepła wytworzonego skutkiem tarcia o powierzchnię wewnętrzną tunelu. Prawie cała praca dostarczona przez silnik zamienia się w ciepło, którego zaledwie niewielka część rozprasza się drogą promieniowania oraz przewodnictwa. Zdolność odprowadzania ciepła w wymienionym już tunelu *Ackereta* wynosi *750.000 Kal/godz.*



Rys. 7. Ukształtowanie przewodu przemian.

Przewód, w którym uzyskiwana jest prędkość naddźwiękowa, jest w swojej przedniej części ukształtowany jako dysza *de Lavala*, w tylnej zaś jako dyfuzor. Przekrój jego, licząc od przodu, najpierw zmniejsza się, aż do przekroju krytycznego, w którym powietrze osiąga prędkość dźwięku, potem zaś powiększa się powodując dalszy wzrost prędkości aż do założonej liczby *Macha*. Oczywiście zjawisku zwiększania prędkości towarzyszy zmniejszanie się ciśnienia oraz obniżenie temperatury wobec niemal adiabatycznego rozprężania.

Poza przestrzenią pomiarową przewód ma kształt dyfuzora o odwrotnym działaniu niż dysza. Energia kinetyczna rozpędzonego powietrza zmienia się tutaj na energię ciśnienia. Całkowita zamiana energii kinetycznej na energię ciśnienia jest niemożliwa ze względu na perturbacje powstałe wskutek tarcia o ściany dyfuzora, przeszkadzające sprężaniu uderzeniowemu. Dyfuzor posiada kształt najpierw zwężający się aż do przekroju, w którym powietrze osiąga prędkość dźwięku, potem zaś rozszerzający się w celu możliwie zupełnego wytracenia prędkości. Zjawiska zachodzące w przewodzie przemian nie są bynajmniej tak proste, jakby to z naszego, bardzo pobieżnego opisu wynikało, bowiem wychodzące ze ścian naddźwiękowej części przewodu fale dźwiękowe wypełniają sobą również przestrzeń pomiarową, znajdującą się pomiędzy dyszą i dyfuzorem, zakłócając przepływ. Aby w przestrzeni pomiarowej otrzymać przepływ ściśle równoległy, trzeba dyszę tak ukształtować, aby poszczególne fale dźwiękowe uległy wygaszeniu i nie wpływały na wyniki badań. Oczywiście w żadnym wypadku nie można dopuścić do tego, aby nakładały się one na siebie wywołując zjawisko interferencji.

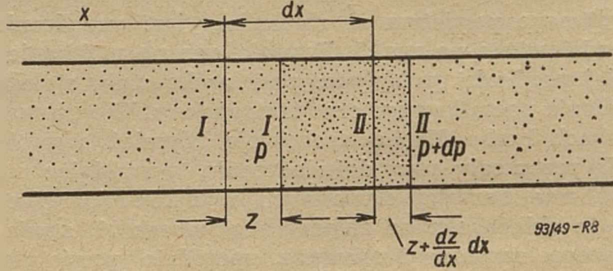
Niemniejsze znaczenie dla poznania całokształtu zjawisk wynikających ze ściśliwości ośrodka, mają tunele o prędkościach przepływu od 200 m/sek do prędkości dźwięku. Cały ten zakres jest bardzo ważny ze względu na konieczność zbadania zmian współczynników aerodynamicznych przy dużych prędkościach. Stwierdzono przy tym, że bardzo duże znaczenie ma tutaj warstwa powierzchniowa, która w zależności od tego, czy przepływ jest laminarny, czy burzliwy, wpływa bardzo wyraźnie na pojawienie się miejscowych prędkości dźwięku już wtedy, gdy przepływ główny odbywa się z prędkością dużo niższą. Gdy cały przepływ jest czystym przepływem poddźwiękowym, tzn. gdy nie pojawiają się lokalne prędkości dźwięku, ciśnienia na profilu są proporcjonalne wg. równania *Glauerta — Prandtla* do $\frac{1}{\sqrt{1 - M^2}}$; odnosi się to oczywiście również i do współczynników wyporu i oporu. Pojawienie się lokalnych prędkości dźwięku nie ma odpowiednika w powyższym równaniu, tak że liczba *Macha* nie może być tutaj przyjmowana jako kryterium do oceny profilów w rozważaniach teoretycznych. Cały ciężar ustalenia wpływu warstwy powierzchniowej oraz związanego z nią pojawiania się miejscowych prędkości dźwięku spada więc na aerodynamikę doświadczalną. Badania są przeprowadzane w tunelach typu zwykłego, o prędkościach przepływu odpowiadających liczbom *Macha* 0,6 ÷ 1, a więc dużo wyższych niż normalnie stosowane. Dużą przeszkodą w otrzymaniu dostatecznie dokładnych wyników jest niemożność uzyskania w tunelu przepływu całkiem pozbawionego turbulencji, która jak już wspomnieliśmy, jest główną przyczyną zachodzących zjawisk.

Aby uniknąć tej okoliczności wykonuje się również badania w locie, dające wyniki dużo dokładniejsze, jednak wymagające zarówno odpowiednio przystosowanego sprzętu, jak wielkiego opanowania od pilota, który musi wytrzymać samolot dostatecznie długo w locie nurkowym, aby osiągnąć wymaganą wielkość liczby *Macha*. Stosuje się zwykle do tych badań szybki samolot myśliwski z wbudowaną odpowiednią aparaturą. Ponieważ jednak w ten sposób można wykonać tylko część interesujących nas doświadczeń, główny ciężar zbadania tego zakresu prędkości spoczywa na doświadczeniach tunelowych.

PRĘDKOŚĆ DŹWIĘKU.

Podstawową wielkością fizyczną, przy rozważaniu zjawisk zachodzących przy dużych prędkościach, jest tzw. „prędkość dźwięku" czyli prędkość przemieszczania się zmian gęstości i ciśnienia (fal głosowych) w danej masie.

Aby uzmysłowić sobie zjawisko rozchodzenia się dźwięku, rozważmy gaz, zamknięty w rurce o obję-



Rys. 8. Zmiany ciśnienia pod wpływem impulsu.

tości odpowiadającej długości rurki dx, ograniczonej przekrojami I i II (rys. 8). Pod wpływem impulsu zewnętrznego, wyrażonego ciśnieniem p, gaz ten doznał przesunięcia i zmiany objętości, przy czym przekrój I przesunął się do miejsca I' o wielkość z, zaś przekrój II — do miejsca II' o wielkość $z + \frac{dz}{dx} dx$.

Przekrój I znajdował się licząc od początku układu:

przed przesunięciem — w odległości x
po przesunięciu — w odległości $x + z$.

Analogicznie przekrój II znajdował się:

przed przesunięciem — w odległości $x + dx$
po przesunięciu — w odległości:

$$x + dx + z + \frac{dz}{dx} \cdot dx.$$

Długość słupa gazu po przesunięciu wynosi:

$$dx + \frac{dz}{dx}\, dx = dx \left(1 + \frac{dz}{dx}\right).$$

Zaś wydłużenie jednostkowe

$$\varepsilon = \frac{dx\left(1 + \frac{dz}{dx}\right) - dx}{dx} = \frac{dz}{dx}.$$

Modułem sprężystości gazów E nazywamy stosunek przyrostu ciśnienia do przyrostu objętości (analogicznie do prawa *Hooke'a*)

$$E = \frac{dp}{-\frac{1}{V}\,dV}$$

Wobec tego (rozszerzając analogię) ciśnienie przedstawia nam naprężenia panujące w przekrojach *I'* i *II'*.

Dla przekroju *I'* otrzymamy więc:

$$p = E\,.\,\varepsilon = \frac{dp}{-\frac{1}{V}\,dV} \cdot \frac{dz}{dx},$$

zaś dla przekroju *II'*

$$p + dp = E\,(\varepsilon + d\varepsilon) =$$

$$= \frac{dp}{-\frac{1}{V}\,dV}\left(\frac{dz}{dx} + \frac{d^2z}{dx^2}\,dx\right).$$

Różnica ciśnień spowoduje przyśpieszenie cząsteczek gazu wg. równania:

$$F\,.\,dp = m\,.\,a$$

ponieważ zaś

$$m = \rho\,.\,F\,.\,dx,$$

zaś przyspieszenie w naszym wypadku

$$a = \frac{d^2z}{dt^2}$$

możemy po podstawieniu napisać

$$\frac{dp}{-\frac{1}{V}\,dV} \cdot \frac{d^2z}{dx^2}\,dx\,.\,F = \rho\,F\,dx\,\frac{d^2z}{dt^2}$$

Ostatecznie po skróceniu i przekształceniu otrzymamy:

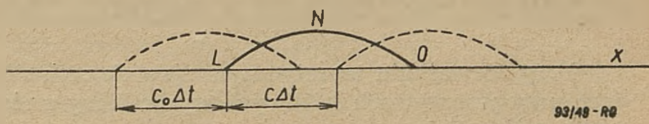
$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\frac{V\,dp}{dV\,.\,\rho}\,\frac{d^2z}{dx^2}$$

Ogólnym rozwiązaniem tego równania jest:

$$z = f_1\left(x - \sqrt{-\frac{V}{\rho}\,\frac{dp}{dV}}\;t\right) + f_2\left(x + \sqrt{-\frac{V}{\rho}\,\frac{dp}{dV}}\;t\right)$$

i przedstawia dwa zaburzenia rozchodzące się w przeciwnych kierunkach z prędkością

$$C = \sqrt{-\frac{V}{\rho}\,\frac{dp}{dV}}$$



Rys. 9. Rozchodzenie się fal.

Prędkość tę nazywamy prędkością dźwięku czyli prędkością rozchodzenia się zmian ciśnienia i gęstości, jak to zresztą widać od razu ze wzoru określającego ją.

Po podstawieniu do tego równania wyrażenia na E, otrzymamy

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

Jest to znany ogólnie z fizyki wzór określający prędkość rozchodzenia się dźwięku w danym ośrodku.

Aby lepiej uwidocznić falowy charakter zjawiska rozważmy bliżej równanie

$$z = f_1\,(x - c_0\,t) + f_2\,(x + c_0\,t).$$

Przypatrzmy się pierwszemu członowi prawej strony równania. Dla pewnej określonej chwili czasu t — człon ten jest funkcją jedynie zmiennej x i może być przedstawiony przy pomocy pewnej krzywej np. przy pomocy krzywej *LNO* na rys. 9, której kształt zależy od funkcji f_1.

Po upływie pewnego czasu $\triangle t$ — argument funkcji f_1 będzie równy

$$x - c\,(t + \triangle t).$$

Wartość funkcji f_1 nie ulegnie zmianie, jeśli tylko równocześnie ze zmianą czasu t na $t + \triangle t$, zmiana x osiągnie wartość $x + c \triangle t$.

Wskazuje to, że krzywa *LNO*, wykreślona dla chwili t, jest zachowana również i dla chwili $t + \triangle$ pod warunkiem przesunięcia jej w kierunku osi x na odległość

$$\triangle x = c \triangle t$$

co pokazano linią przerywaną na rys. 9.

Z rozważania tego wynika, że rozpatrywany człon przedstawia sobą falę przemieszczającą się w kierunku osi x ze stałą prędkością c.

W ten sam sposób można wykazać, że drugi człon rozważanego równania odpowiada fali przemieszczającej się w przeciwnym kierunku.

A więc rozważane przez nas ogólne równanie przedstawia dwie fale przemieszczające się w kierunkach wręcz przeciwnych ze stałą prędkością c.

Wzór na prędkość dźwięku w ośrodku gazowym spotyka się zwykle w nieco innej postaci. Ponieważ zmniejszeniu objętości odpowiada tutaj przyrost gęstości, więc

$$-\frac{dV}{V} = \frac{d\rho}{\rho}$$

i ostatecznie po podstawieniu otrzymujemy:

$$c = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}$$

PRZEPŁYW PRZY WIELKICH PRĘDKOŚCIACH

Przy rozważaniu teoretycznym zjawisk zachodzących przy przepływach ściśliwych wychodzimy z równania ruchu *Eulera*

$$\rho \frac{dv}{dt} = - \overline{grad}\ p.$$

Przy założeniu, że ruch jest niewirowy, czyli przy

$$\overline{rot}\ \overline{v} = O$$

otrzymujemy równanie

$$\overline{grad} \frac{v^2}{2} = - \frac{1}{\rho} \overline{grad}\ p,$$

oznaczające, że powierzchnie $p =$ const. są identyczne z powierzchniami $v =$ const. i są związane funkcją $p(v)$, którą możemy obliczyć z równania różniczkowego *Bernoulliego*

$$v\,d\,v + \frac{dp}{\rho} = O$$

Pisząc to równanie w postaci całkowej

$$\frac{1}{2}(v^2 - v_0^2) + \int_{p_0}^{p} \frac{dp}{\rho\,(p)} = O,$$

dochodzimy dla ośrodka nieściśliwego, gdy $\rho =$ const. do znanego równania zwykłej aerodynamiki

$$\frac{\rho}{2} v^2 + p = \frac{\rho}{2} v_0^2 + p_0.$$

Przy przepływie ściśliwym należy całkę $\int \frac{dp}{\rho\,(p)}$ wyliczyć z równania adiabaty, względnie z równania *Hugoniota*.

Rozważanie równania prędkości dźwięku

$$c = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}$$

prowadzi dla gazów nieściśliwych (a także przy założeniach zwykłej aerodynamiki)

przy $\frac{d\rho}{dp} = O$ do wartości $c = \infty$

Fizyczny sens tego rozważania ma duże znaczenie, oznacza to bowiem, że w aerodynamice zwykłej uczyniliśmy założenie, że zaburzenia rozchodzą się z nieskończenie wielką prędkością.

Po uwzględnieniu równania stanu $p = g\,\rho\,R\,T$ oraz równania adiabaty $p = a\,\rho^{\varkappa}$, skąd $\frac{dp}{d\rho} = \varkappa \frac{p}{\rho}$ otrzymamy znany wzór

$$c^2 = \varkappa \frac{p}{\rho} = \varkappa \frac{p_0}{\rho_0} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}} = g\varkappa RT,$$

z którego wynika, że prędkość dźwięku jest zależna tylko od temperatury danego gazu.

Przez podstawienie równania adiabaty do równania *Bernoulliego* otrzymujemy związek określający prędkość przepływu przy danej różnicy ciśnień

$$v^2 = \frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} \frac{p_0}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}} \right] =$$

$$= \frac{2}{\varkappa - 1} \left[\varkappa \frac{p_0}{\rho_0} - c^2 \right]$$

Przy ciśnieniu końcowym równym ciśnieniu początkowemu $p = p_0$ prędkość przepływu $v = O$, zaś przy wypływie w próżnię, czyli przy $p = O$ prędkość osiąga maksimum o wartości

$$v_{max} = \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa - 1} \frac{p_0}{\rho_0}}$$

Prędkość dźwięku osiąga wartość maksymalną przy

$$c_0 = c_{max} = \sqrt{\varkappa \frac{p_0}{\rho_0}} = \sqrt{g\,\varkappa\,RT_0} =$$

$$= \sqrt{\frac{\varkappa - 1}{2}}\ v_{max}$$

Ponieważ zaś jednocześnie

$$c^2 = \varkappa \frac{p_0}{\rho_0} - \frac{\varkappa - 1}{2} v^2 = \varkappa\,gRT_0 -$$

$$- \frac{\varkappa - 1}{2} v^2 = \frac{\varkappa - 1}{2} (v^2_{max} - v^2),$$

widać więc, że prędkość dźwięku zmniejsza się do zera ze wzrostem prędkości wypływu do wartości maksymalnej.

Dla odpowiedniej krytycznej prędkości otrzymujemy znany z termodynamiki wzór

$$v = c_{kr} = \sqrt{\frac{2\varkappa}{\varkappa + 1} \cdot \frac{p_0}{\rho_0}} = \sqrt{\frac{2}{\varkappa + 1}}\ c_0$$

oraz wartości ciśnienia, gęstości i temperatury odpowiednio:

$$p_{kr} = \left(\frac{2}{\varkappa + 1}\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa - 1}} \cdot p_0;\ \rho_{kr} = \left(\frac{2}{\varkappa + 1}\right)^{\frac{1}{\varkappa - 1}} \rho_0$$

$$T_{kr} = \frac{2}{\varkappa + 1} T_0$$

Z porównania prędkości maksymalnej i prędkości krytycznej wynika, że ich stosunek jest wielkością stałą i zależną tylko od wartości wykładnika adiabaty $\varkappa$. Dla powietrza wynosi on

$$\frac{v_{max}}{c_{kr}} = \sqrt{\frac{\varkappa + 1}{\varkappa - 1}} = 2{,}437$$

Wartość ta ma duże znaczenie przy rozważaniach teoretycznych, prowadzących w wyniku końcowym do

geometrycznego określenia przepływów przy prędkościach naddźwiękowych przy pomocy tzw. metody charakterystyk.

Z warunku swobody wirowej

$$\overline{rot}\ \bar{v} = 0$$

wynika istnienie funkcji potencjału φ, przy czym

$$\bar{v} = \overline{grad}\ \varphi.$$

Z równania tego oraz z równania ciągłości

$$div\ \bar{v} = 0$$

otrzymujemy

$$0 = (\rho v_1)_x + (\rho v_2)_y + (\rho\ v_3)_z = \rho(\varphi_{xx} + \varphi_{yy} + \varphi_{zz}) +$$
$$+ \rho_x\ \varphi_x + \rho_y\ \varphi_y + \rho_z\ \varphi_z$$

gdzie wskaźniki, x, y, z oznaczają pochodne cząstkowe.

Z różniczkowego równania *Bernoulliego* oraz wyrażenia na prędkość dźwięku otrzymujemy

$$d\rho = \frac{d\rho}{dp} \cdot dp = -\frac{\rho}{c^2}\ v\,dv = -\frac{\rho}{c^2}\ d\left(\frac{v^2}{2}\right),$$

stąd zaś dalej

$$\rho_x = -\frac{\rho}{2\ c^2}\,(\varphi_x^2 + \varphi_y^2 + \varphi_z^2)_x;$$

$$\rho_y = -\frac{\rho}{2\ c^2}\,(\varphi_x^2 + \varphi_y^2 + \varphi_z^2)_y;$$

$$\rho_z = -\frac{\rho}{2\ c^2}\,(\varphi_x^2 + \varphi_y^2 + \varphi_z^2)_z;$$

po podstawieniu tych wartości otrzymujemy równanie potencjału

$$0 = \varphi_{xx}\ \left(1 - \frac{\varphi^2{}_x}{c^2}\right) + \varphi_{yy}\ \left(1 - \frac{\varphi^2{}_y}{c^2}\right) +$$
$$+ \varphi_{zz}\ \left(1 - \frac{\varphi^2{}_z}{c^2}\right) - 2\,\varphi_{yz}\ \frac{\varphi_y\ \varphi_z}{c^2} +$$
$$- 2\,\varphi_{zx}\,\frac{\varphi_z\ \varphi_x}{c^2} - 2\,\varphi_{xy}\ \frac{\varphi_x\ \varphi_y}{c^2}$$

Należy tu podkreślić, że c^2 nie jest wielkością stałą lecz, jak to wynika z równania *Bernoulliego*, jest funkcją

$$v^2 = \varphi^2{}_x + \varphi^2{}_y + \varphi^2{}_z$$

Widzimy więc, że równanie potencjału jest nieliniowym równaniem różniczkowym, co bardzo komplikuje bliższe rozważania nad przepływami.

Dla przepływu płaskiego równanie to sprowadza się do również nieliniowego równania różniczkowego

$$\varphi_{xx}\left(1 - \frac{\varphi^2{}_x}{c^2}\right) + \varphi_{yy}\left(1 - \frac{\varphi^2{}_y}{c^2}\right) - 2\,\varphi_{xy}\,\frac{\varphi_x\ \varphi_y}{c^2} = 0.$$

Aby zadanie uprościć, sprowadzamy równanie powyższe do równania liniowego robiąc założenie, że drugie i wyższe potęgi przyrostów v'_1, v'_2, v'_3 i odpowiadające im φ' oraz pochodne φ' można zaniedbać. Uproszczone w ten sposób związki będziemy nazywać równaniami liniowanymi.

Założenie to jest słuszne dla opływu ciał ostrych i smukłych ustawionych pod niewielkim kątem natarcia.

Musimy tu oczywiście wykluczyć otoczenie punktu zerowej prędkości, ponieważ przyrosty prędkości w tej okolicy nie mogą być traktowane jako małe.

Po wprowadzeniu bezwymiarowej prędkości w postaci liczby *Macha* $\bar{M} = \frac{\bar{v}}{c}$ i uwzględnieniu powyższego założenia, otrzymujemy dla przepływu przestrzennego równanie potencjału we współrzędnych prostokątnych:

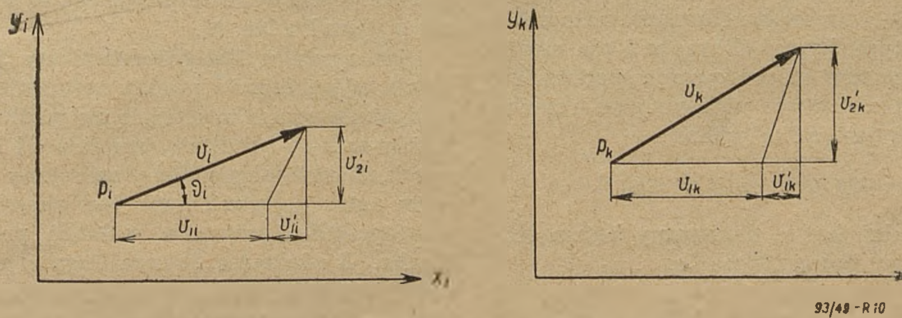
$$\varphi_{xx}\ (1 - \bar{M}^2) + \varphi_{yy} + \varphi_{zz} = 0,$$

zaś dla przepływu płaskiego

$$\varphi_{xx}\,(1 - \bar{M}^2) + \varphi_{yy} = 0.$$

Równanie to przy przepływach poddźwiękowych jest typu eliptycznego i można je przy pomocy odwzorowania podobnego sprowadzić do równania *Laplace'a*. Odwzorowanie to oparte jest na regule *Prandtla* głoszącej, że:

„z pewnego z góry danego nieściśliwego przepływu w płaszczyźnie $x_i\ y_i$ otrzymuje się pewien liniowany ściśliwy przepływ poddźwiękowy w płaszczyźnie $x_k\ y_k$, gdy się płaszczyznę $x_i\ y_i$ przekształci podobnie przez powiększenie każdej współrzędnej y w stosunku $\sqrt{1 - M^2} : 1$ i jednocześnie przyrost potencjału φ_i powiększy przy pomocy dowolnego stałego współczynnika $\frac{1}{\lambda}$".



Rys. 10. Odwzorowanie podobne *Prandtla*.

Dyskusja tego równania po zastosowaniu reguły *Prandtla* prowadzi do ciekawych wniosków odnośnie ściśliwych przepływów poddźwiękowych.

Wnioski te są następujące:

1. Z nieściśliwego opływu smukłych profilów otrzymujemy liniowany, ściśliwy opływ poddźwiękowy przy tym samym rozkładzie ciśnień przez odwzorowanie podobne przy $\lambda = 1$. Profil ścienia się przy tym w kierunku prostopadłym do kierunku przepływu w stosunku $1 : \sqrt{1 - M^2}$, przy czym kąt natarcia zmniejsza się w tym samym stosunku.

2. Z nieściśliwego opływu smukłych ciał obrotowach otrzymujemy liniowany, ściśliwy opływ poddźwiękowy tego samego ciała obrotowego pod tym samym kątem natarcia przez przekształcenie przy pomocy równania $\varphi_i = \lambda\varphi'_k$ podstawiając dla pierwszej pochodnej potencjału φ' współczynnik $\lambda' = 1$, zaś dla drugiej pochodnej φ'' współczynnik $\lambda'' = 1 : \sqrt{1 - M^2}$. Przyrosty ciśnienia Δp oraz przyrosty prędkości $v_1' + v_1''$ pozostają przy tym na powierzchni ciała niezmienione.

3. Rozważanie tłumienia zaburzeń prowadzi do konkluzji, że w wypadku ściśliwym zaburzenie na profilu tłumi się w stosunku $1 : (1 - M^2)^{3/2}$ wolniej niż w wypadku nieściśliwym; w wypadku granicznym przy $M = 1$ oraz przy prędkościach ponaddźwiękowych ($M > 1$) zaburzenia nie tłumią się w ogóle, a przemieszczają się w nieskończoność z niesłabnącą siłą. W wypadku ciała obrotowego zaburzenie zanika w wypadku ściśliwym wolniej niż w nieściśliwym w tym samym stosunku.

W rzeczywistości nie spotykamy się nigdy z nieskończenie wielką prędkością dźwięku, ponieważ nie znamy cieczy idealnie nieściśliwych, oraz z niesłabnącym w miarę przemieszczania się zaburzeniem z powodu istnienia tarcia wewnętrznego, wywołanego lepkością.

Opływ skrzydła może być w dostatecznej odległości od końców rozważany jako płaski, zaś opływ kadłuba, w grubszym przybliżeniu, jako przestrzenny ciała obrotowego. Z wniosków 1 i 2 wynika, że ściśliwość zwiększa przyrosty i różnice ciśnień na skrzydle w stosunku $\sqrt{1 - M^2} : 1$, na kadłubie zaś nie. Wskutek tego ściśliwość w zakresie poddźwiękowym prowadzi tylko dla skrzydła do wcześniejszych oderwań warstwy powierzchniowej. Niebezpieczeństwo zbliżania się do prędkości dźwięku jest więc dla skrzydła dużo większe niż dla kadłuba.

Przy przejściu do prędkości większych od prędkości dźwięku ($M > 1$) liniowane równanie różniczkowe potencjału jest typu hyperbolicznego i nie można go uprościć przy pomocy odwzorowania podobnego. Jak się łatwo przekonać przez podstawienie rozwiązanie tego równania jest całką ogólną:

$$\varphi' = f_1 (y - xtg\,\alpha) + f_2 (y + xtg\,\alpha)$$

przy czym odpowiedni kąt α, nazywamy *kątem Macha*, jest zdefiniowany przez równanie:

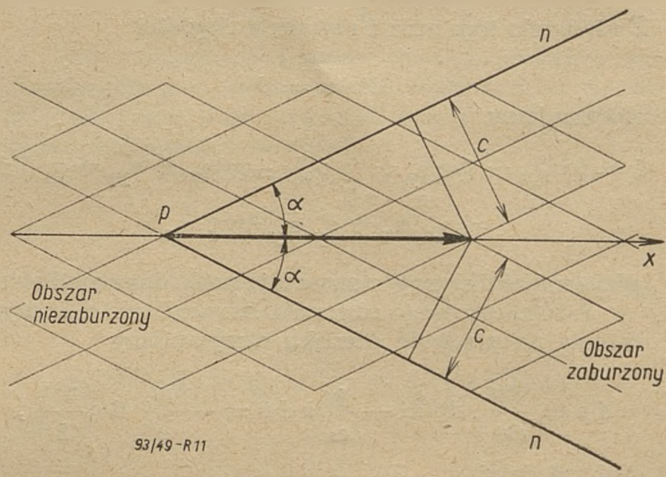
$$sin\,\alpha = \frac{1}{M} = \frac{c}{v} < 1; \text{ lub } tg\,\alpha = \frac{1}{\sqrt{M^2 - 1}}$$

f_1 i f_2 są dowolnymi funkcjami $y \mp tg\,\alpha$ i muszą być każdorazowo określone z warunków brzegowych rozważanych zagadnień.

Obydwa układy prostych równoległych:

$$y - xtg\alpha = const. \quad \text{oraz } y + xtg\alpha = const.,$$

nachylonych do wektora prędkości przepływu v pod kątem $\pm \alpha$ nazywamy liniami *Macha* i będziemy oznaczać literami n.



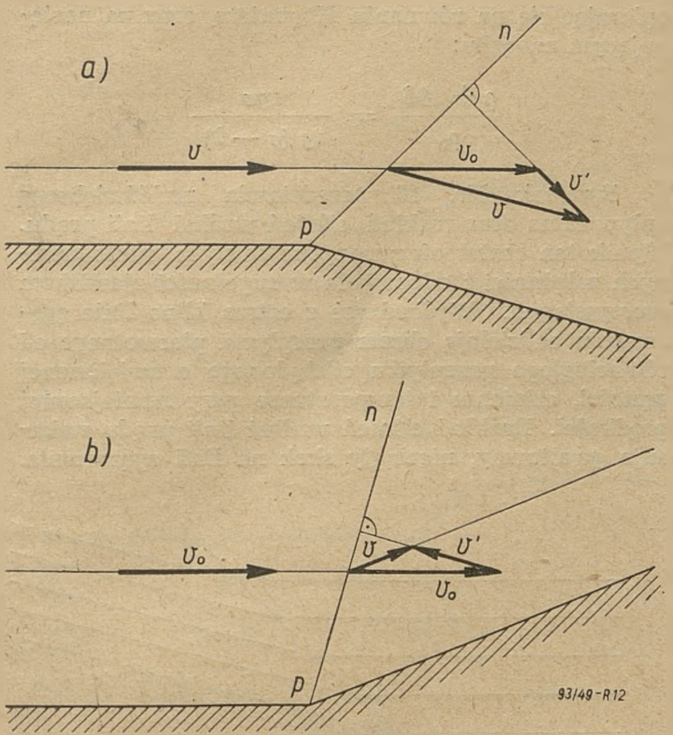
Rys. 11. Siatka *Macha*.

Kierunki linii *Macha* nazywamy krótko *kierunkami Macha*. Linie te tworzą prostoliniową *siatkę Macha* przepływu naddźwiękowego. Wzdłuż nich rozchodzą się zaburzenia i dlatego zapewne są one nazywane, niezupełnie ściśle, falami dźwiękowymi. Dla ścisłości podkreślam, że wyrażenie „fala dźwiękowa", jak i użyte w tekście określenia „lina zgęszczenia" oraz „linia rozrzedzenia" nie odźwierciadlają odpowiednio istoty zjawisk, które muszą być obszerniej omawiane.

Z rozważań najprostszego wypadku opływu załamania wklęsłego lub wypukłego w teorii liniowanej dochodzimy do wniosku, że wektor przyrostu V' jest zawsze prostopadły do linii *Macha* n. Ma to wyraźny sens fizyczny, bowiem rozchodzące się wzdłuż linii *Macha* zaburzenia wymiarują stałe ciśnienie. W związku z tym gradient p, a co za tym idzie również i wektor przyśpieszenia oraz proporcjonalny do niego wektor przyrostu prędkości v' muszą być prostopadłe do linii *Macha* n.

Z rozumowania tego wynika prosta konstrukcja geometryczna wektora prędkości, widoczna bezpośrednio z rysunku Nr. 12.

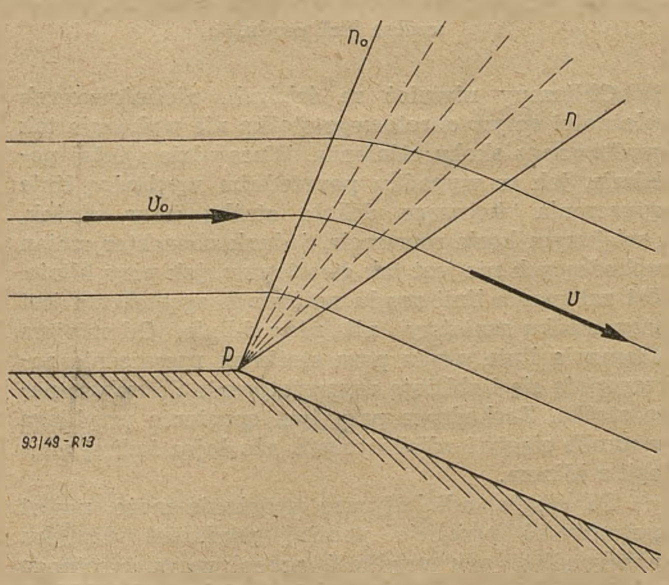
Na rysunku 12a przedstawiony jest opływ załamania wypukłego. Z punktu załamania P wychodzi tu zaburzenie przemieszczające się wzdłuż linii *Macha* n. Każdy wektor prędkości zmienia od linii *Macha* kierunek na równoległy do płaszczyzny załamania, przy czym nowa jego wielkość jest określona warunkiem prostopadłości przyrostu wektora prędkości do linii *Macha*. Z równania *Bernoulliego* wynika, że przyrostowi prędkości musi towarzyszyć zmniejszenie ciśnienia, a w naszym wypadku cieczy ściśliwej również i zmniejszenie gęstości. Można więc linię *Macha*, wy-



Rys. 12. Przepływ na załamaniach:
a) wypukłym, b) wklęsłym.

chodzącą z załamania wypukłego nazwać *linią rozrzedzenia,* jako oddzielającą zaburzony zakres o mniejszym ciśnieniu od zakresu ciśnienia początkowego.

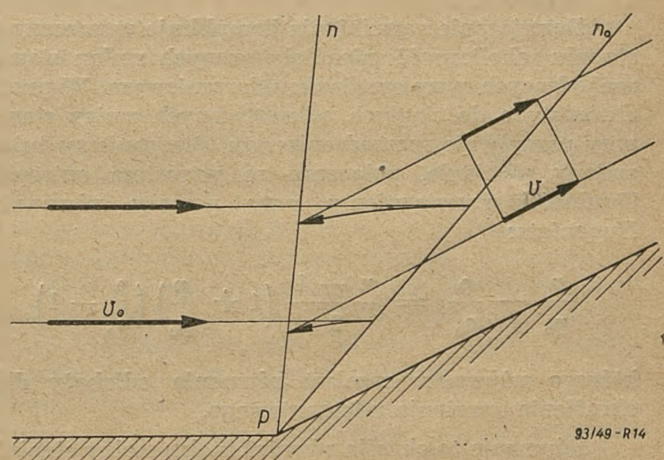
Na rysunku 12b przedstawiono liniowany przepływ naddźwiękowy w załamaniu wklęsłym. Oczywiście w związku z widocznym na rysunku zmniejszeniem prędkości, musi wzrosnąć ciśnienie oraz, ponieważ przepływ jest ściśliwy, również i gęstość. Linia *Macha n* oddziela więc w tym wypadku obszar zaburzony o ciśnieniu i gęstości większej niż w nie zaburzonym obszarze ciśnienia i gęstości początkowej.



Rys. 13. Linie prądu oraz wachlarz rozrzedzeń przy opływie załamania wypłukłego.

Jak i w poprzednim wypadku przyrost prędkości jest prostopadły do linii *Macha* n nazywanej w tym wypadku *linią zgęszczenia.*

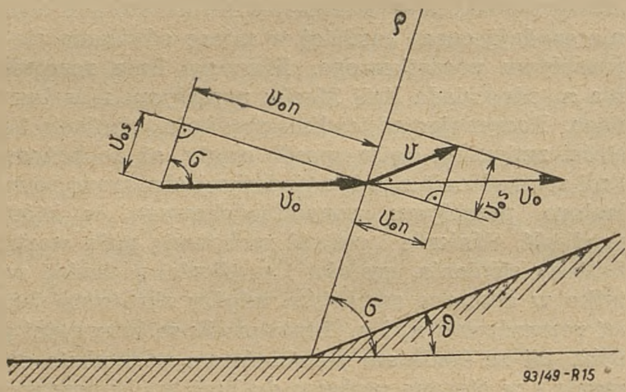
Bliższe rozważanie ścisłe nie liniowanych równań prądu i potencjału prowadzi do nieco innych wyników, bardziej dokładnych. Na rysunku Nr. 13 jest pokazany przebieg linii prądu, zachodzący w rzeczywistości, zaś linia rozrzedzenia przechodzi tutaj w cały szereg ułożonych w wachlarz linii, na których ciśnienia spadają coraz bardziej w miarę oddalania się od przepływu początkowego. Pierwsza linia rozrzedzenia n_0 odpowiada linii *Macha* przepływu niezaburzonego. Poczynając od tej linii prędkości, ciśnienia i gęstości zmieniają się w sposób ciągły, aż do końcowej linii rozrzedzenia n, odpowiadającej obszarowi równoległego przepływu ponaddźwiękowego, w którym prędkość, ciśnienie i gęstość zachowują stałą wartość. Zmiany ciśnienia, gęstości i prędkości zachodzą więc tylko w obszarze zawartym między skrajnymi liniami rozrzedzenia n_0 i n. Linie prądu są krzywymi podobnymi ze środkiem podobieństwa w punkcie załamania i są styczne zarówno do linii prądu przepływu początkowego, jak i do linii prądu przepływu końcowego.



Rys. 14. Pozbawione fizycznego sensu teoretyczne linie prądu przy opływie załamania wklęsłego.

Przy ścisłym rozważaniu nieliniowanych równań prądu i potencjału ponaddźwiękowego opływu załamania wklęsłego, dochodzimy początkowo do obrazu przepływu, nie mogącego mieć miejsca w rzeczywistości. Przyczyną tego jest przesunięcie linii *Macha n* przepływu końcowego przed linię *Macha* n_0 przepływu początkowego. Pomiędzy liniami n_0 i n otrzymalibyśmy wtedy, pozbawiony zupełnie fizycznego sensu, przepływ o odwrotnym kierunku. Jeszcze dokładniejsze rozważanie zagadnienia pozwala ustalić, że mamy tutaj do czynienia z jedną tylko linią zgęszczenia, która jednak nie jest linią *Macha* przepływu początkowego, ani też końcowego. Dla porządku przypominamy, że linia zgęszczenia rozdziela tutaj tylko dwa obszary, z których jeden przed tą linią zawiera ciśnienie i gęstość niższe niż drugi — poza nią. Na linii zgęszczenia notujemy gwałtowny, nie ciągły skok ciśnienia, gęstości i prędkości.

Opierając się na wniosku prostopadłości wektora przyrostu prędkości do linii oddzielającej dwa obszary, z których jeden ma w każdym swoim punkcie ciśnienie p_0, zaś drugi analogiczne ciśnienie p, możemy linię zgęszczenia jednoznacznie określić. Z pomocą przychodzi nam fakt niezmienności równoległych do linii zgęszczenia, składowych wektorów prędkości przed i po zgęszczeniu.



Rys. 15. Linia zgęszczenia.

Rozwiązanie zagadnienia komplikuje w znacznym stopniu okoliczność nieadiabatycznych zmian stanu, zachodzących przy sprężaniu uderzeniowym. W przeciwieństwie do ciągłych adiabatycznych zmian stanu przy przepływie rozrzedzeniowym otrzymujemy tutaj zmiany nieciągłe, połączone ze wzrostem entropii. Trudności rozwiązujemy przy pomocy równania *Hugoniota:*

$$\frac{p}{p_0} - \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\varkappa - 1}{2}\left(1 + \frac{p}{p_0}\right)\left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1\right)$$

którego używamy zamiast równania adiabaty dla określenia sprężania uderzeniowego.

Równanie to określa również maksymalny stopień sprężenia dla danego gazu, jaki można uzyskać przy sprężaniu uderzeniowym. Wartość ta dla powietrza (przy $\varkappa = 1{,}405$) wynosi:

$$\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)_{max} \approx 6$$

Porównanie równania *Hugoniota* z równaniem adiabaty pozwala na wyciągnięcie wniosku, że stosunek $\frac{p}{\rho}$, a zatem również i temperatura T wzrastają przy takich samych zmianach gęstości szybciej przy sprężaniu uderzeniowym, niż przy adiabatycznych zmianach stanu.

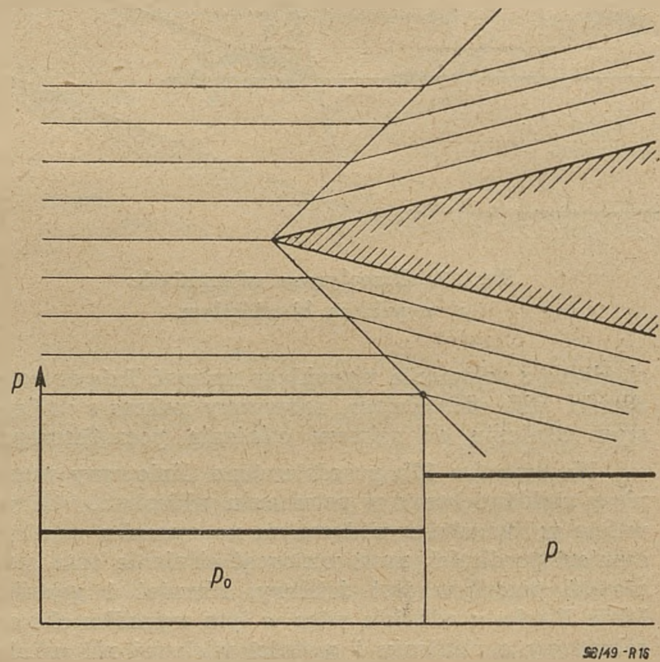
Ostatecznie kąt pochylenia linii zgęszczenia obliczamy wzorem:

$$sin^2\sigma = \frac{\left[(\varkappa - 1) + (\varkappa + 1)\frac{p}{p_0}\right](\varkappa - 1)}{4\varkappa\left[\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}} - 1\right]}$$

opierając się na równaniu *Hugoniota*, oraz na następującym związku:

$$\frac{\rho + \Delta\delta}{\rho_0} = \frac{tg\sigma}{tg\,(\sigma - \delta)}$$

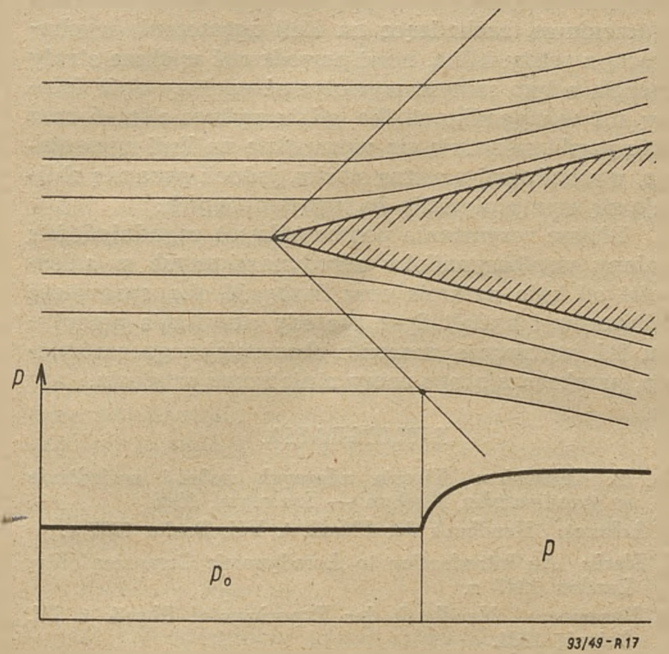
Rysunek Nr. 16 przedstawia naddźwiękowy opływ klina oraz rozkład ciśnień wzdłuż linii prądu. Wynik ten został otrzymany ze ścisłych, nieliniowanych zależności i odpowiada w zupełności zjawiskom rzeczywistym. Wychodzące z ostrza klina linie zgęszczenia oddzielają obszar przepływu pierwotnego od równoległego przepływu odchylonego o zwiększonej gęstości, ciśnieniu i temperaturze przy zmniejszonej prędkości. Rozkład ciśnień wzdłuż linii prądu wskazuje gwałtowny, nieciągły skok na linii zgęszczenia.



Rys. 16. Opływ ponaddźwiękowy klina i rozkład ciśnień wzdłuż linii prądu.

Obliczony również ze ścisłych, nieliniowanych zależności opływ obrotowego stożka nie wykazuje tak gwałtownego skoku ciśnienia. Wprawdzie i tutaj podobnie, jak w wypadku poprzednim wychodzą linie zgęszczenia tworzące dokoła stożka inny stożek, o większym kącie rozwarcia, jednak charakter zmian zachodzących nie jest tak gwałtowny, jak przy klinie. Kąt załamania linii prądu na liniach zgęszczenia jest przy stożku mniejszy, niż przy klinie. Od miejsca załamania linie prądu poza stożkiem zgęszczenia zakrzywiają się i zbliżają asymptotycznie do opływanego stożka. Zachodzące przy tym sprężenie przebiega w sposób ciągły i adiabatycznie, nie dając żadnej analogii z klinem.

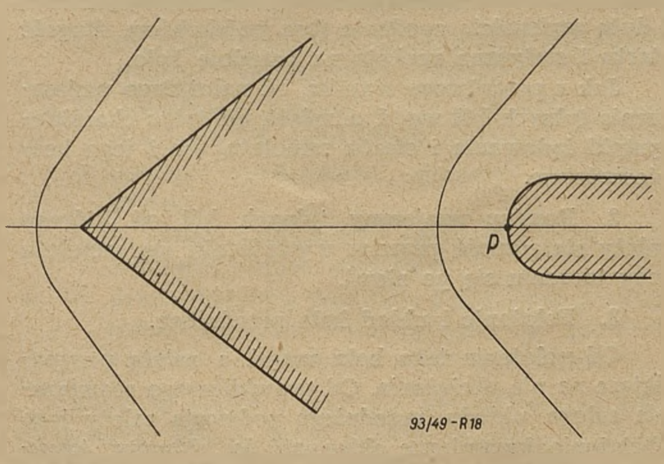
To ciągłe, adiabatyczne sprężanie może nawet spowodować przejście poniżej prędkości dźwięku w wypadku, gdy prędkość przepływu pierwotnego różni się niewiele od prędkości dźwięku lub gdy kąt rozwarcia przeszkody jest duży. Obserwujemy wtedy przesunięcie linii zgęszczenia przed ostrze oraz za-



Rys. 17. Opływ ostrego stożka i rozkład ciśnień wzdłuż linii prądu.

krzywienie jej, aż do kierunku prostopadłego do przepływu pierwotnego. Prostopadłość ta świadczy o zmniejszeniu się prędkości przed samym przodem przeszkody, aż do wartości niższych lub równych prędkości dźwięku. Warunkiem powstawania tego rodzaju opływu jest, aby kąt rozwarcia przeszkody δ był większy od pewnego kąta krytycznego δ_{kr}.

Jeszcze wyraźniej zarysowuje się wygięcie linii zgęszczenia przy opływie tępej przeszkody. Dokoła punktu P tworzy się obszar, gdzie prędkość jest równa



Rys. 18. Kształt linii zgęszczenia przed tępym klinem i przed tępą przeszkodą.

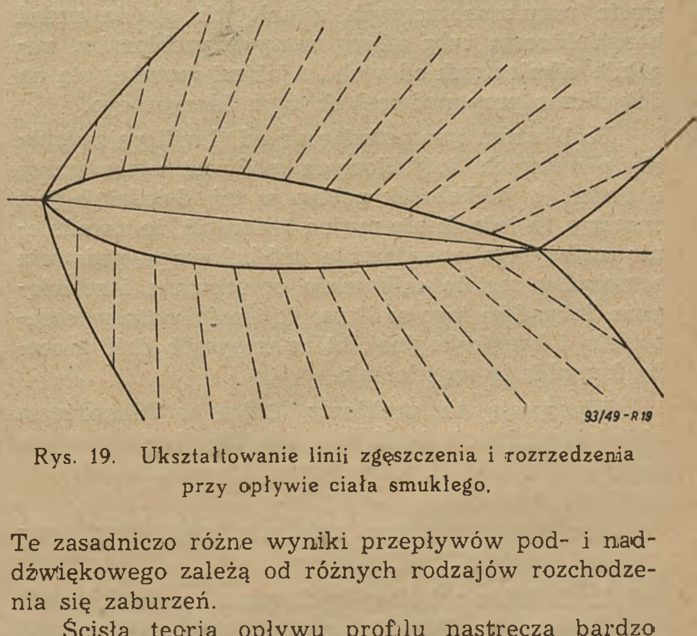
zeru, zaś ciśnienie osiąga wartość największą. W miarę oddalania się od punktu P w kierunku przeciwnym do kierunku przepływu pierwotnego, prędkość rośnie i przekroczywszy prędkość dźwięku wzrasta dalej, aby na linii zgęszczenia osiągnąć prędkość przepływu początkowego.

Po rozważeniu najbardziej ogólnym charakteru opływu ponaddźwiękowego przechodzimy do opływu skrzydła w nieliniowanej teorii. Opływ ten jest przedstawiony na rys. 19. Profil możemy zastąpić w przybliżeniu wielobokiem o bardzo wielu załamaniach. Pierwsze i ostatnie załamania mają charakter wklęsły, cała zaś reszta załamań pośrednich ma kształt wypukły. Wskutek tego z pierwszego i ostatniego załamania wychodzą linie zgęszczenia, pomiędzy nimi zaś rozciąga się cały wachlarz linii *Macha*, będących liniami rozrzedzenia. Linie zgęszczena tworzą ostre, nieciągłe przejścia dla prędkości, ciśnienia, gęstości i temperatury i dlatego dają się bardzo łatwo spostrzec np. na fotografiach opływu. Otrzymały one już dawno nazwy czołowej i tylnej fali dźwiękowej.

Jak już powiedzieliśmy wyżej, nazwy te nie określają bynajmniej charakteru zjawiska i nie są szczęśliwie dobrane. Wachlarz rozrzedzeń pomiędzy obydwiema liniami zgęszczeń ma charakter ciągły, a zatem ciśnienia, prędkości i temperatury doznają również zmian ciągłych. Wielkość parametrów stanu gazu na krawędzi spływu w zakresie rozrzedzeń jest zależna oczywiście od kąta zawartego pomiędzy stycznymi do profilu przy krawędzi natarcia i krawędzi spływu.

Strumień poza profilem płynie dalej niezakłócony, tak że zaburzenie ogranicza się tylko do zakresu pomiędzy przednim i tylnym załamaniem i nie tłumi się wcale w tym obszarze. Linie prądu zaburzeń wychodzą z profilu zgodnie z kierunkiem linii *Macha*, przy czym kolejne linie rozrzedzeń, mające charakter prosty, natrafiając na linie zgęszczenia, zakrzywiają je, zmniejszając w miarę oddalania się od profilu skok ciśnień, gęstości, prędkości i temperatur.

Podczas gdy przy przepływach poddźwiękowych nie zachodzi teoretycznie żaden opór, przy przepływach naddźwiękowych rozkład ciśnień wzdłuż profilu daje obok wyporu, prostopadłego do kierunku wiatru, również i przeciwstawiający się mu opór, który zwykle nazywamy oporem falowym.



Rys. 19. Ukształtowanie linii zgęszczenia i rozrzedzenia przy opływie ciała smukłego.

Te zasadniczo różne wyniki przepływów pod- i naddźwiękowego zależą od różnych rodzajów rozchodzenia się zaburzeń.

Ścisła teoria opływu profilu nastręcza bardzo poważne trudności rachunkowe z powodu bardzo za-

wikłanego charakteru równań. Przeprowadzone badania w teorii liniowanej prowadzą do następujących wyników:

1. przy stałym kącie natarcia i stałej liczbie *Macha* otrzymujemy dla wszystkich profilów naddźwiękowych tę samą wartość wyporu,
2. wartość oporu zależy od kształtu profilu i jest tym mniejsza, im profil jest cieńszy i bardziej prostoliniowy,
3. doskonałość $\frac{c_z}{c_x}$ zależy tylko od kąta natarcia i kształtu profilu, natomiast nie zależy od liczby *Macha.*

Przy kącie natarcia równym zeru opływ każdego profilu daje wartość współczynnika wyporu $c_z = 0$, podczas gdy współczynnik oporu c_x znika tylko dla profilu prostoliniowego. Najlepszym więc profilem naddźwiękowym okazuje się profil o grubości zerowej w kształcie linii prostej.

Porównanie opływów naddźwiękowych klina i stożka oraz odniesienie jego wyników do skrzydła i kadłuba pozwala wyciągnąć wniosek, że opór falowy skrzydła jest większy i bardziej „twardy" niż kadłuba. Z rozkładu ciśnień wzdłuż linii zgęszczenia oraz poza nią można wywnioskować, że nieciągłe sprężenie uderzeniowe, zachodzące na linii zgęszczenia, wychodzącej z ostrza klina, musi powodować większe straty energii, a tym samym wywoływać większy opór falowy, niż w wypadku stożka, gdzie wykres ciśnień oraz linie prądu załamują się wprawdzie na linii zgęszczenia, wychodzącej z ostrza stożka, jednak poza nią zbliżają się asymptotycznie do jego tworzących.

Bliższe rozważania poszczególnych zagadnień, jak zmiany współczynników aerodynamicznych w zależności od kąta natarcia oraz liczby *Macha*, sprawność dyfuzorów i kształt dysz, metody określania przepływu itd. wymagają znacznie obszerniejszego omówienia, przekraczającego ramy niniejszego artykułu.

BIBLIOGRAFIA.

Ja. B. Zeldowicz: Tieoria udarnych wołn i wwiedienie w gazodinamiku Moskwa — Leningrad 1946.

J. Ackeret: Handbuch der Physik t. VII. Berlin 1927 r.

J. Black: An Introduction to Aerodynamic Compressibility, London 1947 r.

A. Busemann: Handbuch der Experimental Physik t. IV. Leipzig 1931.

Ph. Poisson-Quinton — Sur l'interaction couche limite — onde des hoc. Paris 1947.

R. Sauer: Theoretische Einführung in die Gasdynamik. Berlin 1944.

Inż. JERZY TEISSEYRE.
WSK Wrocław.

Stateczność podłużna samolotu o podwoziu trójkołowym w czasie startu.

WSTĘP.

Coraz częstsze zastosowanie trójkołowego podwozia przy nowoczesnych samolotach stawia przed konstruktorem cały szereg nowych problemów, zupełnie odmiennych od tych, z jakimi spotykał się on dotychczas przy podwoziach typu klasycznego.

Problemom tym poświęcono od chwili pojawienia się pierwszych trójkołowych podwozi wiele pracy i badań i jakkolwiek postęp w tej dziedzinie jest znaczny, to jednak nie można twierdzić, że zagadnienie należytego rozwiązania trójkołowego podwozia samolotów zostało całkowicie opracowane i rozwiązane. Powodem tego są liczne trudności natury teoretycznej i konstrukcyjnej, które w sposób dość znaczny komplikują zagadnienie.

Występują tu problemy, które w klasycznym układzie podwozia bądź nie istniały, bądź też nie grały zbytniej roli i nie przysparzały przez to kłopotu konstruktorowi.

Prawidłowość pracy podwozia trójkołowego zależy od poniższych czynników:

1. Położenie kół tylnych wg. *ś. c.* (środek ciężkości) samolotu. Od położenia tego zależy stateczność kierunkowa i podłużna toczącego się po ziemi samolotu, możliwość lądowania z dużą szybkością poziomą i dużą szybkością opadania (bez podskoków), długość startu i statyczna reakcja na przednie koło.

Jak z powyższego wynika, od należytego umieszczenia tylnych kół wg. *ś. c.* zależą nie tylko charakterystyki lądowania i startu samolotu, ale i jego bezpieczeństwo.

2. Rozstęp wzajemny tylnych kół, od którego zależy stateczność przeciw wywróceniu się samolotu przy toczeniu się po ziemi.

3. Położenie i układ koła przedniego.

Od położenia tego koła wg. *ś. c.* zależą przypadające na nie obciążenia. Od prawidłowego rozwiązania całego układu przedniego podwozia zależy jego obciążenie dynamiczne, skłonność do „shimmy" (oscylacje w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny kół) oraz do drgań.

Z tych ostatnich szczególnie „shimmy" sprawia najwięcej kłopotu zarówno konstruktorowi samolotu jak i jego użytkownikowi, tj. pilotowi.

Całkowite wyeliminowanie zjawiska „shimmy" jest kwestią dalszych studiów — jakkolwiek poczyniono już w tej dziedzinie duże postępy. Aby mu zapobiec, używa się obecnie tłumików tarciowych lub

hydraulicznych oraz opon specjalnego typu. Studium matematyczne tłumików jest dość skomplikowane, lecz upraszcza się znacznie, jeżeli założymy, że moment tłumiący jest proporcjonalny do kątowej szybkości oscylacji (shimmy). Najważniejszymi czynnikami wpływającymi na potrzebną wielkość tłumienia są kształt opony i moment bezwładności koła (i widelca) około osi goleni (amortyzatora), mocującego podwozie do kadłuba.

Inne czynniki (jak kąt pochylenia goleni itp.) mają mniejszy wpływ.

Mimo licznych trudności zarówno natury teoretycznej jak i praktyczno-konstrukcyjnej, trójkołowy układ podwozia przedstawia tyle korzyści pod względem użytkowości samolotu, że zaczyna być coraz chętniej stosowany przez wytwórnie płatowców.

Układ ten nadaje się szczególnie dobrze dla samolotów szybkich o dużych obciążeniach powierzchni nośnych.

Zaletami jego są:

1) zabezpieczenie przed „kapotażem",
2) możność lądowania z bocznym wiatrem,
3) możność lądowania na dużej szybkości,
4) łatwość startu,
5) poziome położenie samolotu przy postoju na ziemi, ważne zwłaszcza dla maszyn pasażerskich.

Jak widzimy z powyższego, punkty 1 i 3 (a także częściowo 2-gi) mają kapitalne wprost znaczenie dla nowoczesnych samolotów, niejednokrotnie bardzo silnie obciążonych (na jednostkę powierzchni nośnej), u których zatem problem lądowania jest kwestią delikatną i sprawiającą wiele kłopotu konstruktorowi.

Do wad trójkołowego układu podwozia należy bez wątpienia zaliczyć następujące:

1) trudności należytego rozwiązania konstrukcyjcyjnego i umieszczenia podwozia,
2) stosunkowo większy ciężar podwozia (dochodzący do 8% całkowitego ciężaru w locie),
3) trudność zapobieżenia „shimmy" przedniego kółka,
4) b. trudne umieszczenie kółka przedniego przy jednosilnikowym samolocie,
5) przy składanym podwoziu konieczność poświęcenia znacznej ilości miejsca w przodzie kadłuba na schowanie kółka przedniego.

Wady te jednak i trudności nie odstraszają konstruktorów, którzy coraz chętniej stosują podwozia trójkołowe do swych samolotów, a praktyka dotychczasowa zdaje się potwierdzać powszechną opinię co do zalet tego układu.

Dzięki położeniu kół tylnych poza *ś. c.* samolotu podwozie trójkołowe jest kierunkowo stateczne, przy czym stopień stateczności zależy od odstępu tylnych kół od *ś. c.* i wysokości *ś. c.* ponad ziemią.

Sterowność kierunkowa jest odwrotnie proporcjonalna do stateczności kierunkowej i wprost proporcjonalna do rozstawu kół tylnich (o ile uzyskana jest działaniem różnicowym hamulców na głównych kołach).

Położenie tylnych kół wzgl. *ś. c.* samolotu jest najważniejszym i decydującym czynnikiem, wpływającym na długość i łatwość startu. Prawidłowy start z reguły odbywa się przy podniesionym przednim kole, co zwiększa nośność płatów i zmniejszając reakcję na tylne koła, zmniejsza opór tarcia tych kół, a zatem skraca długość startu.

Aby jednak start taki był możliwy, samolot musi być stateczny podłużnie w czasie rozbiegu na dwóch tylnich kołach — czyli, że każda zmiana kąta natarcia płata musi wywołać moment starający się przywrócić równowagę.

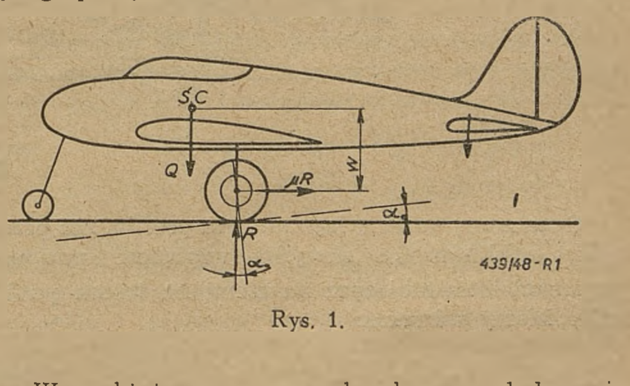
Równowagę samolotu podczas startu określają zasadniczo trzy główne rodzaje sił:

1) siły ciężkości, które jak zobaczymy, zawsze dają w efekcie niestateczność samolotu,
2) siły aerodynamiczne, które zwiększają stateczność, lecz dopiero powyżej szybkości krytycznej.

Przy małych szybkościach samolot toczący się tylko na dwu głównych kołach byłby stale niestateczny. W praktyce jednak wypadek ten nie zachodzi, bowiem siły działające wtedy na usterzenie poziome są zbyt małe, aby umożliwić podniesienie przedniego kółka. Samolot powinien być stateczny przy szybkości, na jakiej może oderwać przednie kółko od ziemi. Szybkość ta powinna wynosić około 2/3 szybkości, przy której cały samolot odrywa się od ziemi.

Pożądane jest, aby istniała stateczność przy minimalnej szybkości, na jakiej przednie kółko może oderwać się od ziemi, dla wszystkich kątów natarcia. Warunek ten jest bardzo trudny do urzeczywistnienia, a zwykle okazuje się nawet niemożliwy.

Należy zatem starać się, aby otrzymać stateczność przy minimum szybkości oderwania się przedniego kółka od ziemi na dużym kącie natarcia — warunek, który również może być trudny do urzeczywistnienia. Powód trudności leży w tym, że aby poprawić stateczność, należy zmniejszyć odległość kół głównych od ś. c. lub zwiększyć skuteczność usterzenia poziomego (powiększając jego ramię lub powierzchnię). Powoduje to zmniejszenie szybkości, na której przednie kółko może zostać oderwane od ziemi, co znowu wymaga powiększenia stateczności.



Rys. 1.

Warunki te oraz warunek, aby przy lądowaniu koła główne były niewiele poza *ś. c.* gdy samolot ogonem „dotyka" ziemi ograniczają położenie kół głównych do bardzo wąskich granic.

RÓWNANIE MOMENTÓW.

Podobnie, jak stateczność w locie, możemy badać analitycznie stateczność samolotu, toczącego się po ziemi na dwóch głównych kołach, oraz czynniki od których ta stateczność zależy.

Rysunek nr. 1 przedstawia schematycznie układ głównych sił działających na samolot podczas startu przy przednim kółku nie dotykającym powierzchni ziemi. Przy poniższych rozważaniach pominięto cały szereg sił, jak np. opór aerodynamiczny samolotu, ciąg śmigła itp., które nie mają dużego wpływu na charakter stateczności.

Jeżeli założymy szybkość postępową $v = 0$ oraz taki ciężar na końcu kadłuba, który by równoważył moment samolotu dookoła osi kół głównych przy przednim kółku podniesionym nad ziemią, to rozpatrując jedynie siły ciężkości, otrzymamy:

$$d M = - R w \, d\alpha_0$$

a zatem:

$$\frac{d M}{d \alpha_0} = - R w \qquad \ldots \quad (1)$$

skąd wynika, iż mała zmiana kąta α_0 powoduje przyrost momentu, dążący do zwiększenia go. Wynika z tego, że samolot jest zawsze niestateczny przy $v = o$ (lub przy $v > o$, lecz nie wystarczającej do podniesienia przedniego kółka).

Weźmy obecnie pod uwagę samolot toczący się po ziemi na tylnych kołach z szybkością v.

Siły, jakie działają wtedy na układ samolotu, przedstawia schematycznie rys. nr. 2.

Siły działające na samolot są następujące:

Siła normalna do cięciwy profilu $P_N = Sqc_n$ i siła styczna $P_T = Sqc_t$.

Siła normalna na usterzeniu poziomym

$$F_H = S_H \cdot q_H \cdot c_{nH}$$

gdzie S_H — powierzchnia całkowita usterzenia poziomego;

q_H — ciśnienie dynamiczne na usterzeniu poziomym;

c_{nH} — współczynnik siły normalnej na usterzeniu poziomym.

Współczynnik c_{nH} zależny jest od kąta natarcia usterzenia

$$\alpha_H = \alpha_o - \delta_H - \varepsilon \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

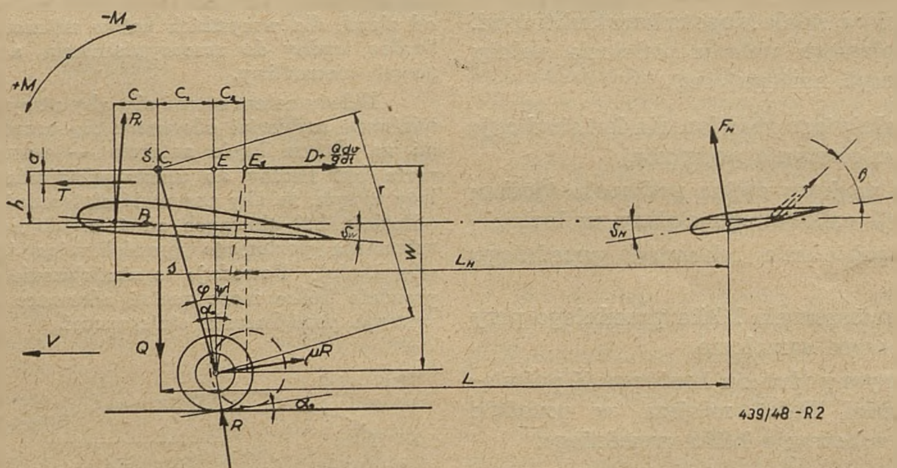
gdzie δ_H jest kątem zaklinowania usterzenia, zaś ε kątem odgięcia strug za skrzydłem.

Siłę styczną na usterzeniu pomijamy.

Reakcja kół tylnych o wielkości R skierowana jest prostopadle do ziemi, zaś reakcja od tarcia o wielkości μR — równolegle do ziemi.

Współczynnik tarcia μ jest zależny od stanu nawierzchni lotniska i wynosi: (Lit. 1.)

dla nawierzchni betonowej gładkiej	$\mu = 0{,}02$
dla twardej nawierzchni ziemnej	$\mu = 0{,}04$
dla twardej nawierzchni ziemnej o krótkiej trawie	$\mu = 0{,}05$



Rys. 2.

Oznaczamy przez α kąt natarcia profilu, zaś przez δ_w kąt zaklinowania skrzydła względem poziomu (przy samolocie stojącym na ziemi na trzech punktach). Mamy wówczas:

$$\alpha_o = \alpha - \delta_w \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

gdzie α_o jest kątem odchylenia samolotu od poziomu przy przednim kółku uniesionym w górę.

dla twardej nawierzchni ziemnej o długiej trawie	$\mu = 0{,}08$ do $0{,}10$
dla miękkiego gruntu lub piasku	$\mu = 0{,}15$ do $0{,}30$.

Są to średnie, przybliżone wartości.

W rzeczywistości współczynnik μ jest funkcją nie tylko stanu nawierzchni lotniska, lecz również, i to w znacznej mierze, funkcją ciśnienia powietrza w oponie (przy ciśnieniu ok. 2/3 ciśnienia normalnego, współczynnik ten może wzrosnąć o 50%), rodzaju łożyska w kole (panewkowe lub rolkowe) i w pewnym stopniu siły działającej na koło (Lit. 2.).

Wielkość reakcji pionowej R określa w przybliżeniu równanie:

$$R = Q - P_N \cos\alpha - F_H \cos\alpha_H =$$
$$= Q - P_N \cos(\alpha_0 + \delta_w) - F_H \cos(\alpha_0 - \delta_H)$$

Ponieważ zwykle kąty δ_w i δ_H są bardzo małe (w granicach $\pm$ 2°), przeto można je zaniedbać i założyć, że:

$$R \approx Q - P_N \cos\alpha_0 - F_H \cos\alpha_0 \qquad . \; . \; (4)$$

Opór samolotu (bez skrzydła) oznaczamy przez D i zakładamy, iż jest on przyłożony w *ś. c.* samolotu.
Podobnie w *ś. c.* przyłożona jest siła potrzebna do przyśpieszenia masy całego samolotu, czyli:

$$\frac{Q}{g}\cdot\frac{dv}{dt}$$

Oznaczając jeszcze odpowiednią część ciągu śmigła przez T_1 otrzymujemy równanie równowagi:

$$T_1 \cos\alpha_0 = \frac{Q}{g}\cdot\frac{dv}{dt} + D + \mu R$$

lub:

$$T_1 \cos\alpha_0 - \mu R = \frac{Q}{g}\cdot\frac{dv}{dt} + D$$

przy czym, jak już wyżej powiedzieliśmy, te dwie ostatnie siły działają w *ś. c.* i nie dają zatem żadnego momentu.

Podobnie możemy zwykle przyjąć, że $(T_1 \cos\alpha_0 - \mu R)\,\alpha \approx O$, i zaniedbać wpływ ciągu śmigła, co w praktyce ma miejsce w jednosilnikowym „normalnym" samolocie, lub przy dolnopłacie z silnikami na skrzydle.

Przy górnopłacie z silnikami na skrzydle (lub przy hydroplanie z silnikiem wysoko wzniesionym) moment ciągu śmigła w stosunku do ś. c. samolotu jest znaczny i musi być zrównoważony działaniem usterzenia poziomego. Dopóki jednak uważać będziemy ciąg śmigła jako stały i niezależny od szybkości (co nie jest ściśle) to wpływ ciągu śmigła na charakter stateczności jest minimalny.

Biorąc pod uwagę wyliczone poprzednio siły działające na układ samolotu oraz uwzględniając wyżej przyjęte założenia i pamiętając, że $\cos\delta_w \approx 1$, możemy napisać równanie na moment całkowity względem *ś. c.* samolotu.

$$M = -P_N\cdot c + P_N\cdot\delta_w h + F_H\cdot L +$$
$$+ Rr\sin(\varphi - \alpha_0) + \mu Rr\cdot\cos(\varphi - \alpha_0) + P_T\cdot h$$

W dalszym ciągu otrzymujemy:

$$M = -P_N c + P_N\cdot\delta_w h + F_H L + P_T h +$$
$$+ Rr[\sin(\varphi - \alpha_0) + \mu\cos(\varphi - \alpha_0)] \; . \; . \; . \; . \quad (5a)$$

zaś wstawiając wyrażenie na R dostajemy ostatecznie:

$$M = -P_N[c - \delta_w\cdot h + r\cos\alpha_0 \sin(\varphi - \alpha_0) +$$
$$+ \mu r\cdot\cos\alpha_0\cos(\varphi - \alpha_0)] +$$
$$+ F_H[L - r\cdot\cos\alpha_0\sin(\varphi - \alpha_0) -$$
$$- \mu r\cdot\cos\alpha_0\cos(\varphi - \alpha_0)] + r\cdot Q[\sin(\varphi - \alpha_0) +$$
$$+ \mu\cos(\varphi - \alpha_0)] + P_T\cdot h \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (6)$$

przyjmując, że $\cos(\varphi - \alpha_0) \approx 1$ oraz $\cos\alpha_0 \approx 1$, wstawiając wyrażenia na P_N, P_T i F_H oraz oznaczając $\frac{q_H}{q} = n$ i $\frac{Q}{S} = p$ otrzymamy równanie uproszczone

$$\frac{M}{S\cdot q\cdot r} = -c_n\left[\frac{c}{r} - \frac{h}{r}\delta_w + \sin(\varphi - \alpha_0) + \mu\right]$$
$$+ c_{nH}\frac{S_H}{S}n\cdot\left[\frac{L}{r} - \sin(\varphi - \alpha_0) - \mu\right] +$$
$$+ \frac{p}{q}[\sin(\varphi - \alpha_0) + \mu] + c_t\frac{h}{r} \; . \; . \; . \; . \; . \quad (7)$$

Oznaczając ponadto $[\sin(\varphi - \alpha_0) + \mu] = A$ otrzymujemy:

$$\frac{M}{S\cdot q\cdot r} = -c_n\left[\frac{c}{r} - \frac{h}{r}\delta_w + A\right] +$$
$$+ c_{nH}\frac{S_H}{S}\cdot n\left[\frac{L}{r} - A\right] + \frac{p}{q}A + c_t\left(\frac{h}{r}\right) . \; . \; . \quad (8)$$

Równanie to pozwala na wyciągnięcie szeregu wniosków co do natury ruchu przy toczeniu się samolotu po ziemi. Załóżmy mianowicie, że samolot toczy się po ziemi przy $\alpha_0 = O$, zatem na trzech punktach; jednak tak, że reakcja na przednim kółku jest równa zeru, — np. przednie kółko wciągnięte jest do kadłuba. Jest to skrajny wypadek całego szeregu możliwych położeń samolotu podczas toczenia się po ziemi (od $\alpha_0 = O$ aż do α_0 ograniczonego warunkiem, aby tył samolotu znajdował się tuż ponad ziemią).

Przy założeniu, że $\alpha_0 = O$ mamy: $r.\sin(\varphi - \alpha_0) = r\sin\varphi = c_1$ i całe równanie przybiera postać:

$$M = -c_n\cdot Sq(c - h\delta_w + c_1 + \mu r) + c_{nH}S_H\cdot$$
$$\cdot q\cdot n(L - c_1 - \mu r) + Q(c_1 + \mu r) + c_t Sqh$$

Równanie to można bezpośrednio napisać biorąc momenty nie względem *ś. c.* samolotu lecz względem punktu E (rys. nr. 2) i zastępując moment: $\mu R\cdot r\cdot\cos\varphi$

przez $$\mu R\cdot r = \mu r(Q - P_N - F_H) =$$
$$= \mu r[Q - c_n\cdot Sq - c_{nH}S_H\cdot q\cdot n]$$

Zakładamy tu $\cos\varphi = 1$, czyli kąt stosunkowo mały (10° — 15°). Założenie to jest usprawiedliwione dla większości samolotów, tym bardziej, jeżeli weźmiemy pod uwagę niepewność i zmienność współczynnika μ, który waha się w dość szerokich granicach. Dlatego ścisłe oznaczenie wyrażenia $\mu\cos\varphi$ nie jest praktycznie ważne.

Wynika z tego, że podczas toczenia się po ziemi (na tylnych kołach) obrót samolotu następuje około punktu E, a nie około ś. c. samolotu, jak to ma miej-

sce w locie. Położenie punktu obrotu E określone jest każdorazowo przez wielkość kąta α_0. Ponieważ stateczność zmniejsza się, gdy punkt obrotu przesuwa się do tyłu, to samolot może być niestateczny podczas toczenia się po ziemi, a stateczny w locie.

Równanie 9 możemy przekształcić w dalszym ciągu składając:

$$\mu = \sin \Psi, \text{ czyli } \mu r = r. \sin \Psi = \overline{E\,E_1} = c_2.$$

Otrzymujemy nowy punkt E_1 o współrzędnych względem środka ciężkości:

$$c + c_1 + c_2 - h\,\delta_w = s \text{ oraz}$$

$$L - c_1 - c_2 = L_H \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (10)$$

Równanie momentów przybiera wówczas postać:

$$M = -c_n\,Sqs + c_{nH} \cdot S_H \cdot L_H \cdot q \cdot n +$$
$$+ Q\,(c_1 + c_2) + c_t \cdot Sqh \quad . \; . \quad (9a)$$

To równanie daje od razu momenty względem punktu E_1 z pominięciem siły poziomej μR, która jest już uwzględniona przesunięciem do tyłu punktu E o wielkość c_2.

Widzimy zatem, że oddziaływanie tarcia jest tego rodzaju, że pod jego wpływem następuje fikcyjne przesunięcie się koła do tyłu, do punktu E_1 i stateczność pogarsza się w dalszym ciągu. Wielkość współczynnika tarcia wpływa zatem na stateczność toczącej się maszyny, oraz na wielkość siły potrzebnej na usterzeniu poziomym dla utrzymania równowagi. Ponieważ $L_H < L$, zatem w ciężkim terenie pilot musi startować na dużym kącie natarcia z drążkiem sterowym „ściągniętym na siebie". W rzeczywistości przy wzroście q, w miarę jak samolot nabiera szybkości, współczynnik μ maleje zdążając do zera, a zatem maleje też wielkość s, dążąc do wartości c. Ramię L_H rośnie przy tym, zdążając do wielkości L, którą osiąga w chwili oderwania się samolotu od ziemi.

Podobne zjawisko powstałoby, gdyby samolot mógł przy małej szybkości, a więc przy małym q (stery dostatecznie efektywne) zwiększyć kąt natarcia tak, aby w granicy $\alpha_0 = \varphi + \psi$. Wypadkowa R przechodziłaby wówczas przez *ś. c.* i obrót odbywałby się również około tego punktu, jak dla $\mu = O$, czyli dla samolotu w powietrzu.

USTALENIE WARUNKÓW STATECZNOŚCI STATYCZNEJ.

Chcąc zbadać warunek stateczności, znajdźmy pochodną momentu względem kąta α_0, czyli wielkość $\frac{dM}{d\alpha_0}$. Uważajmy chwilowo wielkości s i L_H za stałe (zakładamy tu, że mała zmiana kąta α_0 nie wpływa na s i L_H, co jest założeniem raczej niekorzystnym dla stateczności). Przy tych założeniach otrzymujemy:

$$\frac{1}{S \cdot q} \cdot \frac{dM}{d\alpha_0} = -\frac{dc_n}{d\alpha_0} \cdot s +$$
$$+ \frac{dc_{nH}}{d\alpha_0} \cdot \frac{S_H}{S}\, n \cdot L_H + \frac{dc_t}{d\alpha_0}\, h \quad . \; . \quad (11)$$

Ponieważ $\frac{dc_t}{d\alpha_0}\, h$ jest zwykle wyrażeniem bardzo małym, przeto można je zaniedbać.

$$\frac{1}{S \cdot q} \cdot \frac{dM}{d\alpha_0} = -\frac{dc_n}{d\alpha_0}\, s +$$
$$+ \frac{dc_{nH}}{d\alpha_0} \cdot \frac{S_H}{S}\, n \cdot L_H \quad . \; . \; . \quad (11a)$$

Wzór 11 jest analogiczny do wzoru na stateczność w locie, z tą różnicą, że momenty brane są tutaj nie względem *ś. c.* lecz względem punktu E.

Warunkiem stateczności jest, aby pochodna momentu względem kąta natarcia miała wartość dodatnią, czyli musi być:

$$\frac{1}{S \cdot q}\; \frac{dM}{d\alpha_0} > O$$

a zatem

$$\frac{dc_{nH}}{d\alpha_0}\, \frac{S_H}{S}\, L_H > \frac{dc_n}{d\alpha_0}\, s \quad . \; . \quad (12)$$

(dla bezpieczeństwa zakładamy $n = 1$), czyli widać od razu, że zmniejszenie s poprawia warunki stateczności!

Ponieważ $s = c + c_1 + c_2 - h\,\delta_w = c + r \sin \varphi + \mu r - h\,\delta_w$ przeto widać, że przy stałym c wchodzi w rachubę odległość kół głównych od *ś. c.* samolotu, oraz współczynnik tarcia μ. Współczynnik ten maleje w miarę wzrostu szybkości, zaś odległość $c_1 = r \sin \varphi$ należy obrać tak małą, jak możliwe, z zachowaniem jedynie warunku, aby przy dotknięciu ogonem do ziemi *ś. c.* samolotu znajdował się nieco przed głównymi kołami.

WPŁYW SZYBKOŚCI TOCZENIA SIĘ PO ZIEMI NA STATECZNOŚĆ SAMOLOTU.

Uwzględniając zmienność s i L_H z kątem α_0, czyli znajdując pochodną momentu wzgl. α_0 z równania 7, otrzymujemy szukaną pochodną w postaci:

$$\frac{1}{rSq} \cdot \frac{dM}{d\,\alpha_0} = -\frac{dc_n}{d\,\alpha_0}\left[\frac{c}{r} + \sin(\varphi - \alpha_0) - \right.$$
$$\left. - \frac{h}{r}\,\delta_w + \mu\right] + c_n \cos(\varphi - \alpha_0) +$$
$$+ \frac{d\,c_{nH}}{d\,\alpha_0} \cdot \frac{S_H}{S}\, n \left[\frac{L}{r} - \sin(\varphi - \alpha_0) - \mu\right] +$$
$$+ c_{nH}\, \frac{S_H}{S}\, n \cos(\varphi - \alpha_0) - \frac{p}{q} \cos(\varphi - \alpha_0) +$$
$$+ \frac{d\,c_t}{d\,\alpha_0} \cdot \frac{h}{r} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (13)$$

gdyż $c_n = \frac{d\,c_n}{d\,\alpha_0}\,\alpha_0$ oraz $\frac{d\,[sin\,(\varphi - \alpha_0)]}{d\,\alpha_0} =$

$= -\,cos\,(\varphi - \alpha_0)$

Ponieważ w chwili oderwania się samolotu od ziemi

$$c_n + c_{nH}\,\frac{S_H}{S}\,n = \frac{c_n\,S\,.\,q + c_{nH}\,S_H\,q_H}{S\,.\,q} =$$

$$= \frac{Q}{S\,.\,q} = \frac{p}{q}$$

zatem w czasie toczenia się po ziemi wyrażenie

$$c_n\,cos\,(\varphi - \alpha_0) + c_{nH}\,\frac{S_H}{S}\,n\,cos\,(\varphi - \alpha_0) -$$

$$-\,\frac{p}{q}\,cos\,(\varphi - \alpha_0) \neq 0$$

jest proporcjonalne do reakcji na koła, zaś w granicznym wypadku przy $v = 0$ wyrażenie to staje się równe całkowitemu ciężarowi samolotu (Q).

Otrzymujemy zatem równanie:

$$\frac{1}{S\,.\,q}\,.\,\frac{d\,M}{d\,\alpha_0} = -\,\frac{d\,c_n}{d\,\alpha_0}\Big[c - h\,\delta_w +$$

$$+\,r\,sin\,(\varphi - \alpha_0) + \mu\,r\Big] +$$

$$+\,\frac{d\,c_{nH}}{d\,\alpha_0}\,.\,\frac{S_H}{S}\,n\,\Big[L - r.\,sin\,(\varphi - \alpha_0) - \mu\,r\Big] +$$

$$+\,\frac{dc_t}{d\alpha_0}\,h - \frac{R}{S\,.\,q}\,r.\,cos\,(\varphi - \alpha_0) \qquad (13\,a)$$

Biorąc pod uwagę, iż $r\,.\,sin\,(\varphi - \alpha_0) =$

$$= r\,sin\,\varphi\,cos\,\alpha_0 - r\,cos\,\varphi\,sin\,\alpha_0 \approx$$

$$\approx c_1\,cos\,\alpha_0 - w.\,sin\alpha_0 \approx c_1 - w\,\alpha_0$$

oraz $r.\,cos\,(\varphi - \alpha_0) = r.\,cos\,\varphi\,cos\,\alpha_0 +$

$$+\,r.\,sin\,\varphi\,sin\,\alpha_0 \approx w$$

otrzymamy:

$$\frac{1}{S\,.\,q}\,.\,\frac{d\,M}{d\,\alpha_0} = -\,\frac{d\,c_n}{d\,\alpha_0}\Big[c - h\,\delta_w + c_1 -$$

$$-\,w\alpha_0 + \mu\,r\Big] + \frac{d\,c_{nH}}{d\,\alpha_0}\,.\,\frac{S_H}{S}\,n\,\Big[L - c_1 +$$

$$+\,w\alpha_0 - \mu\,r\Big] + \frac{dc_t}{d\alpha_0}\,h - \frac{R}{S\,q}\,w\;.\;. \qquad (13\,b)$$

równanie, jak widać analogiczne do równania 11, tylko że wielkość s jest teraz zmienną i wynosi:

$$s = c - h\,\delta_w + c_1 + \mu\,r - w\,\alpha_0$$

zamiast poprzedniej wartości stałej, określonej równaniem 10. Podobnie ma się rzecz z wielkością L_H.

W powyższym równaniu należy dodać jeszcze wyraz $-\left(\frac{R}{S\,q}\,.\,w\right)$, uwzględniający wielkość reakcji na (tylne) koła podwozia i zależny od szybkości v.

Ponieważ $R \approx Q - c_n\;S\,q - c_{nH}\,S_H\,q_H =$

$$= Q - c'_n\;S\,q$$

gdzie $c'_n = c_n + c_{nH}\,\frac{S_H}{S}\,n$

zatem $$\frac{R}{S\,q}\;w = \Big[\frac{p}{q} - c'_n\Big]\,w,$$

ponieważ zaś $c'_n = \frac{d\,c'_n}{d\,\alpha}\,\alpha = a'\,\alpha$

przeto $$\frac{R}{S\,q}\;w = \Big[\frac{p}{q} - a'\,\alpha\Big]\;w$$

Widzimy tu wyraźnie uniestateczniający wpływ sił ciężkości (vide równanie 1). Ujemny ten wpływ niknie dla $\frac{p}{q} = a'\,\alpha$, ponieważ a' jest wielkością stałą, więc im mniejsze q (szybkość), tym większy kąt natarcia jest potrzebny, by wpływ ciężkości nie uwydatniał się.

Otrzymujemy teraz analogicznie do równania 12 wyrażenie warunkujące stateczność toczącego się samolotu:

$$\frac{d\,c_{nH}}{d\,\alpha_0}\,.\,\frac{S_H}{S}\,[L - c_1 - \mu\,r + w\,\alpha_0] > \frac{d\,c_n}{d\,\alpha_0}\,.$$

$$.\,[c - h\,\delta_w - w\,\alpha_0 + c_1 + \mu\,r] + \Big[\frac{p}{q} - a'\,\alpha\Big]\,w \qquad (12\,a)$$

Pomijamy tu $\frac{dc_t}{d\alpha_0}\,h$. Jeżeli kąt φ jest bardzo duży, możemy zamiast $\mu\,r$ podstawić

$$\mu\,r\,.\,cos\,(\varphi - \alpha_0) = \mu\,w$$

WYZNACZENIE WIELKOŚCI $\frac{d\,c_n}{d\,\alpha}$ i $\frac{d\,c_{nH}}{d\,\alpha}$ W FUNKCJI WYDŁUŻENIA λ.

Jeżeli oznaczymy $a_0 = \frac{d\,c_n}{d\,\alpha}$ dla $\lambda = \infty$

oraz przez $a_{oH} = \frac{d\,c_{nH}}{d\,\alpha}$ dla $\lambda_H = \infty$

wówczas dla dowolnego wydłużenia λ mamy, jak wiadomo:

$$a_1 = \frac{\pi\,\lambda\,a_0}{\pi\,\lambda + a_0\,(1 - \sigma)} \quad .\;. \quad (14)$$

gdzie σ jest współczynnikiem zależnym od stosunku między odległością płata od ziemi a rozpiętością płata. Współczynnik ten bierzemy z pomiarów aero-

dynamicznych. Ponieważ zwykle wysokość płata nad ziemią wynosi *0,1* do *0,2* rozpiętości, to możemy przyjąć $\sigma = 0{,}5$.

Oczywiście w locie $\sigma = 0$ i wtedy:

$$a_1 = \frac{\pi \lambda a_0}{\pi \lambda + a_0} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (14\text{ a})$$

przy czym równania te są ważne dla $\lambda \geqslant 2{,}5$. Poniżej tej wartości a_1 jest w rzeczywistości mniejsze, niż to wypada ze wzoru. Teoretycznie przy $\lambda = \infty$ mamy $a_0 = 2\pi$, zarówno dla płata jak i dla usterzenia. W rzeczywistości nie można osiągnąć tej wartości, lecz z dostateczną dokładnością możemy napisać

$$a_0 = (1{,}7 \div 1{,}8)\, \pi$$

lub jeśli to możliwe, to odczytać z wykresu aerodynamicznego podającego $c_z = f(\alpha)$.

Wartość współczynnika a_0 zależy jeszcze od:

1) liczby Reynoldsa,
2) kąta zaostrzenia krawędzi spływu profilu,
3) wielkości szczeliny między sterem i statecznikiem,
4) położenia szczeliny,
5) wpływu kadłuba.

Ze względu na brak miejsca pomijamy wpływ tych wielkości na wielkość a_0, gdyż jest on stosunkowo niewielki, a zainteresowanych czytelników odsyłamy do zeszytu Aircraft Engineering Nr 223, r. 1947.

Licząc działanie usterzenia poziomego, przyjmujemy częstokroć najgorsze warunki pracy usterzenia, czyli zakładamy $\sigma_H = 0$ zatem

$$a_{1H} = \frac{a_{0H} \cdot \pi \cdot \lambda_H}{\pi \lambda_H + a_{0H}}$$

gdy ogon samolotu zbliża się do ziemi, to σ_H rośnie i stateczność poprawia się.

Kąt natarcia usterzenia poziomego wynosi

$$\alpha_H = \alpha_0 - \delta_H - \varepsilon \qquad \text{gdzie:}$$

δ_H — kąt zaklinowania statecznika poziomego (vide rys. 2),

ε — kąt odchylenia strug za skrzydłem, zależny od kąta natarcia płata α, od wydłużenia płata λ oraz od odległości płata od usterzenia. Wpływ wysokości płata względem usterzenia jest przeważnie nieznaczny.

Typowe odchylenie strug ze skrzydłem w funkcji nośności płata podaje rys. 3 (Lit. 3 i 4).

Dla usterzenia leżącego na poziomie płata lub wyżej, możemy przyjąć:

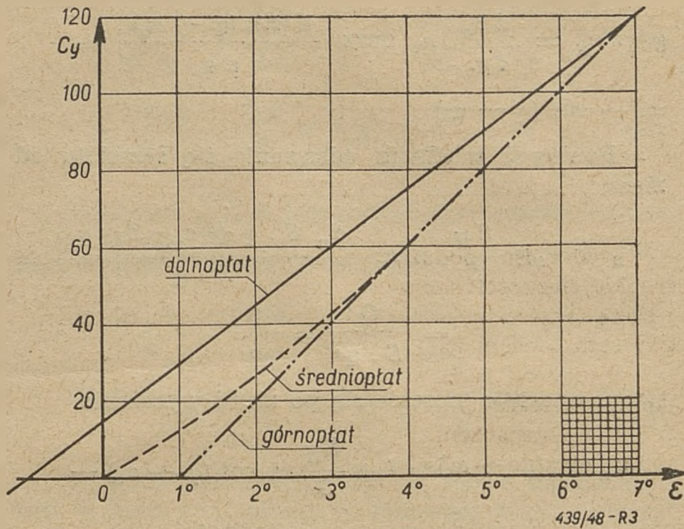
$$\frac{d\varepsilon}{d\alpha} = \frac{2}{\pi \lambda} \left(\frac{d c_z}{d\alpha}\right)_o (1 - \sigma) \quad . \; . \quad (15)$$

co przy $\sigma = 0{,}5$ (przy ziemi), daje:

$$\frac{d\varepsilon}{d\alpha} = \frac{a_0}{\pi \lambda} \quad . \; . \; . \; . \quad (15\text{ a})$$

zatem przy uwzględnieniu odchylenia strug, otrzymujemy:

$$\frac{d c_{zH}}{d\alpha} = \frac{a_{0H}\, \pi\, \lambda_H}{\pi \lambda_H + a_{0H}} \cdot \left[1 - \frac{a_0}{\pi \lambda}\right] \quad (16)$$



Rys. 3.

POŁOŻENIE KÓŁ TYLNYCH WZGL. ś. c. SAMOLOTU

Oznaczając przez η wydajność usterzenia poziomego (na skutek wpływu kadłuba itp.), dostajemy wg. równania 12 warunek stateczności:

$$\eta\, L_H \frac{S_H}{S} \cdot \frac{a_{oH}\, \pi \lambda_H}{\pi \lambda_H + a_{oH}} \cdot \left[1 - \frac{a_0}{\pi \lambda}\right] \geqslant$$

$$\geqslant \frac{a_0\, \pi \lambda}{\pi \lambda + a_0 (1 - \sigma)} \cdot s$$

lub

$$\eta\, L_H \frac{S_H}{S} \cdot \frac{a_{oH}}{a_0} \cdot \frac{\lambda \pi + a_0 (1 - \sigma)}{\pi \lambda H + a_{oH}} \cdot$$

$$\cdot \frac{\lambda_H}{\lambda} \left[1 - \frac{a_0}{\pi \lambda}\right] \geqslant s$$

wstawiając $\sigma = 0{,}5$ i przyjmując $a_0 = a_{0H} = 1{,}8\, \pi$, otrzymujemy:

$$\boxed{\eta\, L_H \frac{S_H}{S} \frac{\lambda_H}{\lambda} \frac{\left(\lambda - 0{,}9 - \frac{1{,}62}{\lambda}\right)}{\lambda_H + 1{,}8} \geqslant s} \quad . \quad (18)$$

gdzie $s = c + c_1 + \mu r - h\, \delta_w - w\, \alpha_0$, zaś

$$L = L - c_1 - \mu r + w\, \alpha_0$$

oznaczając:

$$\frac{\lambda_H}{\lambda} \cdot \frac{\left(\lambda - 0{,}9 - \frac{1{,}62}{\lambda}\right)}{(\lambda_H + 1{,}8)} = K$$

otrzymujemy:

$$\eta\, \frac{S_H}{S} \left[L - c_1 - \mu r + w\, \alpha_0\right] K \geqslant$$

$$\geqslant c + c_1 + \mu r - h\, \delta_w - w\, \alpha_0$$

z powyższej nierówności wynika, że:

$$\frac{\eta \frac{S_H}{S} L \,.\, K - c + h\delta_w}{1 + \eta \frac{S_H}{S} K} - \mu r + w\,\alpha_0 \geqq c_1 \qquad \ldots\ldots \quad (19)$$

Wzór ten podaje odległość kół głównych od środka ciężkości samolotu, przy której samolot jest jeszcze stateczny — mierzoną równolegle do ziemi, gdy samolot stoi na trzech punktach ($\alpha_0 = O$).

Widać od razu, iż wzrost kąta α_0 poprawia warunki stateczności.

Dla wyznaczenia c_1 należy założyć $\alpha_0 = O$, a zatem równanie przybierze postać:

$$\frac{\eta \frac{S_H}{S} L \,.\, K - c + h\,\delta_w}{1 + \eta \frac{S_H}{S} K} - \mu r \geqq c_1 \qquad . \quad (19a)$$

Wpływ kąta δ_w jest bardzo korzystny na stateczność i kąt ten powinien być przyjęty możliwie duży (porównaj równanie 20 i wyjaśnienia znajdujące się poniżej).

Zazwyczaj wyrażenie $\eta \frac{S_H}{S} K$ jest bardzo małe wobec jedności i normalnie waha się w granicach *0,06* do *0,1* (średnio *0,085*), przy czym wielkość K wynosi od *0,5* do *0,6* zaś $\eta \approx 0{,}8$.

Możemy zatem bez wielkiego błędu napisać równanie uproszczone w postaci:

$$0{,}92 \left(\eta \frac{S_H}{S} L \,.\, K - c + h\,\delta_w\right) - \mu r \geqq c_1 \qquad \ldots\ldots \quad (19b)$$

Ponieważ L i r mało zmieniają się ze wzrostem kąta natarcia, zaś wymiar c_1 szybko maleje, to stateczność poprawia się automatycznie w miarę „zadzierania" samolotu do góry.

Równanie 19b może być pożyteczne przy wstępnym projekcie, dla prowizorycznego i przybliżonego ustalenia położenia głównego podwozia. Nie uwzględnia ono jednak wpływu szybkości na stateczność samolotu, a zatem i na wielkość c_1.

Aby ten wpływ ustalić, należy wziąć za punkt wyjścia równanie 12a.

Otrzymamy wtedy wzór określający wielkość c_1 w postaci:

$$\frac{\eta \frac{S_H}{S} K \,.\, L - c + h\,\delta_w - \frac{\lambda + 0{,}9}{1{,}8\,\pi\lambda}\left[\frac{p}{q} - a'\alpha_0\right] w}{1 + \frac{S_H}{S} K} - \mu r + w\,\alpha_0 \geqq c_1 \qquad \ldots \quad (19c)$$

Podstawiając $\alpha_0 = O$, czyli $\alpha = \delta_w$ oraz biorąc pod uwagę, iż wielkość r nie wiele różni się od w i upraszczając jak poprzednio, otrzymujemy:

$$0{,}92 \left[\eta \frac{S_H}{S} K \,.\, L - c + h\,\delta_w - w\left(\frac{\lambda + 0{,}9}{1{,}8\,\pi\lambda} \cdot \frac{p}{q} - \frac{a'}{a_1}\,\delta_w + \mu\right)\right] \geqq c_1 \qquad \ldots \quad (19d)$$

Równanie to pozwala określić wielkość c_1 w zależności od q, czyli od prędkości toczenia się samolotu po ziemi lub też przy danym c_1 znaleźć szybkość, przy której samolot zaczyna być stateczny. Szybkość ta powinna odpowiadać prędkości, przy której przednie koło odrywa się od ziemi i powinna wynosić ok. 2/3 szybkości oderwania się całego samolotu.

Wielkość a' nie wiele różni się od wielkości a_1, określonej równaniem 14 (a' jest w przybliżeniu, ok. 10% większe od a_1) i dlatego możemy bezpiecznie podstawić w równaniu 19c wartość a_1 zamiast a', tym bardziej, że założenie takie zwiększa nam stateczność.

Biorąc zatem:

$$a_1 = \frac{a_0\,\pi\lambda}{\pi\lambda + a_0\,(1 - \sigma)}$$

gdzie przyjmujemy $a_0 \approx 1{,}8\,\pi$ oraz $\sigma = 0{,}5$ i wstawiając tę wartość w równanie 19d otrzymujemy:

$$0{,}92 \left[\eta \frac{S_H}{S} K \,.\, L - c + h\delta_w - w\left(\frac{1}{a_1} \cdot \frac{p}{q} - \delta^0_w + \mu\right)\right] \geqq c_1 \qquad . \quad (19e)$$

Kąt δ_w wyrażony jest w radianach, zaś δ^0_w jest bezwględną wartością kąta (radianach) zawartego między osią samolotu i kierunkiem zerowego wyporu.

PRĘDKOŚĆ, PRZY KTÓREJ PRZEDNIE KÓŁKO ODRYWA SIĘ OD ZIEMI.

Długość startu i stateczność w czasie rozbiegu zależy od prędkości, przy której przednie koło odrywa się od ziemi. Od tego momentu, aż do chwili całkowitego oderwania się od ziemi samolot toczy się jedynie na tylnych kołach. Dla wyznaczenia tej prędkości należy w równaniu 8 założyć $M = O$.

Otrzymamy wówczas po przekształceniu:

$$q = \frac{p\,A\,r}{c_n\,(c + A\,r - h\delta_w) - c_{nH}\,\frac{S_H}{S}\,n\,(L - A\,r) - c_t\,h} \qquad \ldots\ldots \quad (20)$$

lub ponieważ dla $\alpha_0 = O$ $A r = c_1 - w \alpha_0 + \mu r = c_1 + \mu r$, zatem:

$$q = \frac{p(c_1 + r)}{c_n(c + c_1 + \mu r - h\delta_w) - c_{nH} \frac{S_H}{S} n(L - c_1 - \mu r) - c_t h} \quad . \; . \quad (20a)$$

Ponieważ moment oderwania przedniego kółka od ziemi następuje wtedy, gdy kąt natarcia jest jeszcze mały, przeto możemy zaniedbać wyraz $c_t h$.

Dla wychylonego steru poziomego wielkość c_{nH} wyznaczamy z równania (24), a ponieważ siła na usterzeniu skierowana jest wtedy w dół, przeto przed c_{nH} stawiamy znak (+) i szybkość, przy której przednie kółko oderwie się od ziemi maleje bardzo znacznie.

Z równań powyższych wynika, że przednie koło tym prędzej oderwie się od ziemi, im większa jest nośność płata, czyli im większy kąt natarcia w czasie biegu na trzech kołach. Ten korzystny wpływ dużego początkowego kąta nastawienia płata (przy poziomym położeniu całego samolotu) przyczynia się ponadto w znacznej mierze do szybszego osiągnięcia stateczności podłużnej w czasie kołowania. Pochodzi to stąd, iż krzywa momentów skrzydła, wykazująca zawsze dużą niestateczność w zakresie małych kątów natarcia, w miarę wzrostu kąta natarcia staje się mniej stromą (przechodzi stopniowo w stan równowagi obojętnej), aby przy dużych kątach natarcia zmienić swe nachylenie i przejść w zakres stateczności.

Ustawiając zatem skrzydło pod pewnym dodatnim kątem wzgl. poziomu, zmniejszamy automatycznie stopień niestateczności tego skrzydła przy biegu samolotu po ziemi (na małych kątach natarcia), przez co szybciej uzyskujemy stateczność. Jest to tym bardziej ważne, że jak poprzednio widzieliśmy, samolot na małych kątach natarcia i małych szybkościach jest trudny do ustatecznienia i w chwili odrywania przedniego koła od ziemi, przy źle rozwiązanym układzie podwozia, pilot może być zmuszony do „duszenia“ maszyny w czasie startu, aż do chwili nabrania odpowiednio dużej szybkości — co niepotrzebnie przedłuża start.

WPŁYW WYCHYLENIA STERU POZIOMEGO.

Wpływ wychylenia steru poziomego odgrywa minimalną rolę, jeżeli chodzi o stateczność samolotu, ma jednak zasadnicze znaczenie dla stanu równowagi podłużnej, a zatem określa moment oderwania koła przedniego od ziemi (patrz równanie 20a) i w konsekwencji warunkuje długość startu.

Jakkolwiek dotychczasowe rozważania przyjmowały milcząco położenie steru poziomego w stanie neutralnym (niewychylonym), to jednak w czasie startu warunek ten nie bywa nigdy spełniony i ster poziomy mniej lub więcej wychylony wpływa zarówno na szybkość, przy której przednie koło oderwie się od ziemi, jak i na warunki równowagi samolotu toczącego się na tylnich kołach.

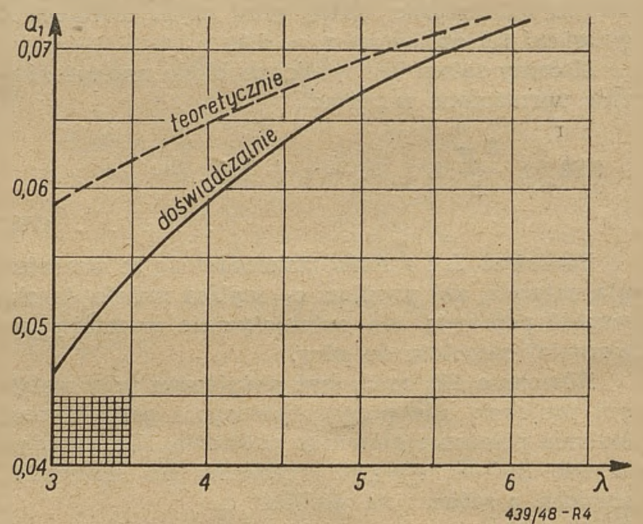
Zmiana warunków równowagi zależy od siły aerodynamicznej działającej na usterzenie poziome. Wielkość tej siły określimy znając kąt wychylenia steru β oraz kąt wychylenia klapki wyważającej τ.

$$c_{nH} = a_1(\alpha_H + m\beta + n\tau) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (22)$$

Wartość a_1 obliczymy z łatwością z rówania 14 lub 14a dla odpowiedniego wydłużenia — jeżeli tylko znamy wielkość a_{0H}, która np. dla profilu N. A. C. A. 0009 wynosi $1{,}73\,\pi = (0{,}095)^0$.

W rzeczywistości wielkości a_1 obliczone teoretycznie i zmierzone różnią się nieco od siebie, zwłaszcza przy małych wydłużeniach. Wyniki otrzymane na podstawie badań N. A. C. A. podaje poniższa tabelka, oraz rys. 4 (Lit. 5).

Wydłużenie λ	3	4	5	6	Uwagi:
a_1 teoret.	0,059	0.0648	0,0695	0.0730	Dla kątów mierzonych w stopniach
a_1 dośw.	0,0465	0,0595	0,0672	0,0720	



Wielkość współczynnika m zależy, jak wiadomo:

1) od stosunku powierzchni steru do powierzchni całego usterzenia,

2) od stosunku powierzchni kompensacji do powierzchni steru,

3) od wielkości szczeliny między sterem, a statecznikiem.

Niektóre prace podają wartość

$$m = 1{,}27\sqrt{\sigma}\,(1 - 0{,}2\sigma) \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (23)$$

gdzie $\sigma = \dfrac{S_{st}}{S_H}$

czyli stosunek powierzchni steru do całkowitej powierzchni usterzenia.

Wzór ten jednak daje za wysokie wartości na m i lepszy wydaje się wzór *Allarda*

$$m = 1{,}04 \sqrt{\sigma} - 0{,}005 \beta^0 \quad . \; . \; . \quad (24)$$

Wartość współczynnika n zależy w pierwszym rzędzie od stosunku $\frac{S_{komp}}{S_{st}}$ i wynosi ok. *0,355* dla $\frac{S_{komp}}{S_{st}} = 0{,}08.$

Bliżej nie rozpatrujemy tych spraw, gdyż nie wchodzą one w zakres niniejszego artykułu i pomijając wpływ kompensacji obliczamy siłę nośną z równania:

$$c_{nH} = a_1 (\alpha_H + m \beta) = c_{nH} + \Delta c_{nH} \quad . \; . \quad (25)$$

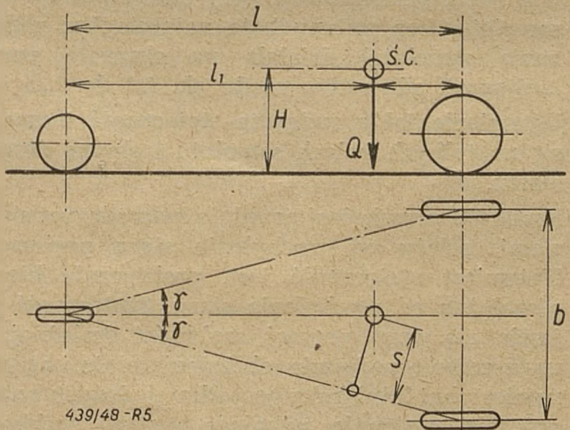
gdzie:

$$\Delta c_{nH} = a_1 m \beta \quad . \; . \; . \; . \quad (25a)$$

UWAGI DODATKOWE.

a. Niezbędny rozstęp tylnych kół, stateczność przeciw wywróceniu się.

Jeżeli na samolot działa jakakolwiek siła boczna (np. w czasie lądowania z bocznym wiatrem), to stateczność jego przeciw wywróceniu się zależy od odstępu wzajemnego tylnych kół. Gdy wypadkowa z ciężaru samolotu i siły bocznej trafi poza linię łączącą środek przedniego i tylnego koła (patrz rys. 5), to samolot ulegnie wywróceniu. Stateczność samo-



Rys. 5.

lotu przeciw takiemu wywróceniu będzie zapewniona, jeżeli koła zaczną się ślizgać, zanim dadzą dostateczną siłę tarcia umożliwiającą wywrócenie samolotu.

Przyjmując oznaczenia jak na rys. 5 otrzymujemy:

$$Qs \geqslant \mu \, . \, QH \qquad \text{czyli} \qquad s \geqslant \mu H$$

ponieważ

$$s = l_1 \sin \gamma, \qquad \text{zaś} \qquad \sin \gamma = \frac{b}{2 \sqrt{l^2 + (b/2)^2}}$$

zatem:

$$s = \frac{l_1 \, . \, b}{2 \sqrt{l^2 + (b/2)^2}}$$

czyli:

$$\mu H \leqslant \frac{l_1 \, b}{2 \sqrt{l^2 + (b/2)^2}}$$

a więc:

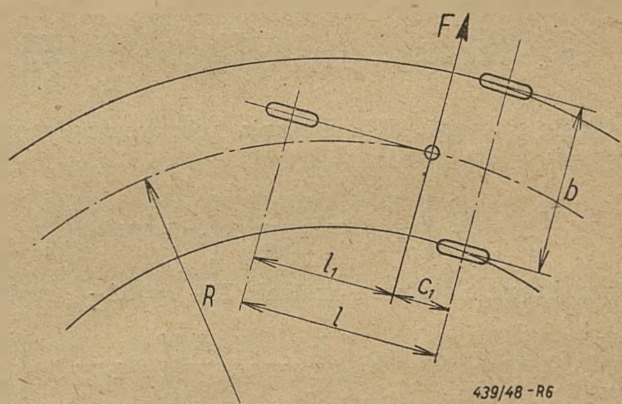
$$b \geqslant \frac{2 \mu H l}{\sqrt{l_1^2 - \mu^2 H^2}}$$

Wielkość współczynnika tarcia μ należy tutaj przyjąć ok. *0,85* czyli

$$b_{min} = \frac{1{,}7 \, H \, . \, l}{\sqrt{l_1^2 - 0{,}72 \, H^2}}$$

b. Stateczność kierunkowa kołującego samolotu.

Zależy ona od odstępu tylnych kół od *ś. c.* oraz od oddalenia tegoż *ś. c.* od ziemi (wzniesienia ponad ziemią). Na rys. 6 przedstawiony jest zakrzywiony tor samolotu na ziemi, przy czym promień skrętu wynosi *R*, zaś siła odśrodkowa działająca w *ś. c.* oznaczona jest przez *F*.



Rys. 6.

Jeżeli sterujemy samolotem za pomocą różnicowego działania hamulców na tylne koła, to wtedy sterowność jest proporcjonalna do rozstawu tylnych kół b i odwrotnie proporcjonalna do stateczności kierunkowej.

Ponieważ przy wszystkich podwoziach trójkołowych koła główne leżą poza *ś. c.* — zatem wszystkie trójkołowe podwozia są kierunkowo stateczne.

Jeżeli mamy dane wielkości l_1 i l, to tym samym mamy już zdefiniowaną stateczność kierunkową.

Załóżmy mianowicie, iż przednie kółko jest zamocowane obrotowo i nie może zatem przenieść żadnej siły bocznej. Siła odśrodkowa daje nam względem kół tylnych moment o wielkości:

$$M_F = F c_1 = \frac{Q}{g} \, \frac{v^2}{R} \, c_1.$$

Ponieważ jednak siła ta działa na wysokości H względem ziemi, to daje ona moment

$$M_H = F \cdot H$$

Na skutek powyższego na koło zewnętrzne działa siła zwiększona o wielkość

$$\Delta P = \frac{F \cdot H}{b} = \frac{Q\,v^2}{g\,R} \cdot \frac{H}{b}$$

zaś na koło wewnętrzne siła zmniejszona o tę samą wielkość. *Zjawisko to powoduje zwiększenia tarcia na kole zewnętrznym i powstanie momentu usiłującego naprostować tor samolotu.*

Wielkość momentu prostującego wyniesie:

$$M_P = F c_1 + \Delta P\, b\, \mu_0 = \frac{Q\,v^2}{g\,R}\,[c_1 + H\,\mu_0]$$

gdzie μ_0 jest współczynnikiem tarcia dla koła zewnętrznego, nie hamowanego. Z kolei moment wywołany hamowaniem koła wewnętrznego wynosi

$$M_K = P_w\,(\mu_k - \mu_0)\,\frac{b}{2}$$

gdzie μ_k jest współczynnikiem tarcia koła hamowanego, zaś P_w jest wielkością reakcji przypadającej na koło wewnętrzne.

$$P_w\ \frac{Q}{2} \cdot \frac{l_1}{l} - \Delta P = Q\left[\frac{l_1}{2\,l} - \frac{v^2}{g\,R} \cdot \frac{H}{b}\right]$$

a zatem moment od hamowania koła wewnętrznego wynosi:

$$M_K = Q\left[\frac{l_1}{2\,l} - \frac{H\,v^2}{Rbg}\right] \cdot \left[\mu_k - \mu_0\right]\frac{b}{2}$$

Przy skręcie o stałym promieniu $M_P = M_K$, czyli:

$$\frac{Q\,v^2}{R\,g}\,(c_1 + H\,\mu_0) = Q\left[\frac{l_1}{2\,l} - \frac{H\,v^2}{Rbg}\right]\left[\mu_k - \mu_0\right]\frac{b}{2}$$

skąd możemy wyliczyć promień skrętu

$$R = \frac{4\,v^2\,l}{g\,b\,l_1}\left[\frac{c_1 + \frac{1}{2}H\,(\mu_k + \mu_0)}{(\mu_k - \mu_0)}\right]$$

Według danych doświadczalnych amerykańskich dla lotniska betonowego można przyjąć następujące współczynniki tarcia:

dla koła niehamowanego (zewnętrznego) $\mu_0 = 0{,}03$
dla koła hamowanego w ten sposób, iż ślizga się ono po betonie $\mu_k = 0{,}55$

Warunki te dają nam promień najciaśniejszego zakrętu w postaci:

$$R_{min} = 0{,}785\ \frac{v^2\,l}{b\,l_1}\left[c_1 + 0{,}29\,H\right]$$

Dla zapobieżenia ślizganiu się na bok musi być spełniony warunek

$$\frac{Q}{g}\,\frac{v^2}{R} \leqslant \mu_k\,\frac{Q\,l_1}{l}$$

czyli

$$R \geqslant \frac{v^2\,l}{g\,\mu_k\,l_1}$$

ZESTAWIENIE WYNIKÓW.

Na podstawie powyższych rozważań dochodzimy do następujących wniosków:

1. Położenie tylnych kół podwozia wzgl. *ś. c.* samolotu decyduje, czy samolot jest stateczny podłużnie w czasie rozbiegu z podniesionym przednim kołem i jeśli tak, to w jakim zakresie.
2. Odległość tylnych kół od *ś. c.* samolotu (mierzona poziomo, gdy samolot stoi na trzech punktach) powinna być możliwie mała, tak jednak by przy największym kącie natarcia wypadkowa ciężaru trafiała nieco przed oś przednich kół.
3. Stateczność podłużna samolotu podczas rozbiegu na tylnych kołach zależy od szybkości i w miarę wzrostu szybkości rośnie. Poniżej pewnej szybkości, zależnej od charakterystyki samolotu nie można osiągnąć stateczności podłużnej, nawet na dużych kątach natarcia.
4. Duże obciążenie płata utrudnia osiągnięcie stateczności przy małych szybkościach. Dlatego prawidłowe położenie podwozia wzgl. *ś. c.* jest szczególnie ważne przy nowoczesnych silnie obciążonych samolotach.
5. Korzystnym jest takie ustawienie skrzydła względem całego samolotu, aby przy samolocie stojącym na ziemi (na trzech punktach) skrzydło posiadało pewien mały kąt natarcia względem poziomu lub, ściślej biorąc, było ustawione tak względem poziomu aby, przy ruchu postępowym samolotu, bez zmiany kąta natarcia (bez zadzierania samolotu) działała na skrzydło pewna „wstępna" siła nośna rzędu ok. $0{,}2$ do $0{,}35\ c_z$. Ustawienie takie zwiększa stateczność toczącego się na tylnych kołach samolotu i skraca długość startu.
6. Prędkość, przy której przednie koło odrywa się od ziemi, zależy od wychylenia steru poziomego. Natomiast stateczność jest, praktycznie biorąc, niezależna od wychylenia steru. Stateczność pojawia się przy pewnej szybkości (zależnej od umieszczenia podwozia, obciążenia płata i rodzaju nawierzchni lotniska) z początku na dużych kątach natarcia, następnie, w miarę wzrostu szybkości, samolot staje się statecznym na małych kątach natarcia (małe wychylenia steru poziomego).

LITERATURA.

1. Report N.A.C.A. Nr. 450.
2. „ „ „ 583 r. 1937.
3. „ „ „ 678 r. 1939.
4. „ „ „ 680 r. 1939.
5. „ „ „ 688 r. 1940.
6. I. I. Eskin Samoletnyje szassi s nosowym kolesom, Oboroniz Moskwa 1947.

Inż. R. ALEKSANDROWICZ
Główny Instytut Lotnictwa

Obliczanie bezpośrednich kosztów eksploatacji samolotów na podstawie danych A. T. A.
(Air Transport Association of America)

Dane o wytycznych A.T.A. wraz z wielkościami cyfrowymi zostały zaczerpnięte z artykułu na ten temat, umieszczonego w Nr 11 „Interavia" listopad 1947, str. 27.

WSTĘP.

W dobie dzisiejszej, gdy problem komunikacji lotniczej w zasadzie jest rozwiązany, na pierwszy plan wysuwa się zagadnienie opłacalności przedsiębiorstw lotniczych i to nie tylko w porównaniu z rozmaitymi warunkami komunikacji samolotowej, lecz również w porównaniu z innymi środkami lokomocji, nie tylko powietrznej, lecz i lądowej (np. autobus, pociąg, helikopter, samolot). Czynnikami wchodzącymi tu w grę są: zaoszczędzony czas podróży, bezpieczeństwo, regularność oraz częstość i taniość połączeń (pomijając kwestię komfortu podróży).

Celem stworzenia możliwości porównywania różnych samolotów w danych warunkach eksploatacyjnych, Ameryk. Stow. Transportu Powietrznego — Air Transport Association of America, opierając się na ogłoszonej w 1940 r. pracy *W.C. Mentzera* i *Wal. E. Nourse'a*, wprowadziła swoje wytyczne, które są dziś stosowane przez przedsiębiorstwa amerykańskie, mające do czynienia z komunikacją lotniczą. Według tych wytycznych większość wytwórni określa charakterystyki eksploatacyjne swoich samolotów.

Opierają się one na cenach aktualnych w Ameryce w 1944 — 1947 r. i na amerykańskich doświadczeniach z samolotami, które były dłuższy czas w eksploatacji, a więc starszego typu, są jednak oparte na logicznej podstawie i przedstawiają w bardzo poglądowy sposób możliwości techniczne danego samolotu (w planie lotu).

Na podstawie wytycznych A.T.A. można obliczyć bezpośrednie koszty eksploatacji. Nie uwzględniają one kosztów ogólnych (generalnych) danej instytucji oraz kosztów służby informacyjnej na ziemi itp. W naszych warunkach należy uważać wytyczne A.T.A. za materiał do szczegółowej krytyki i do obmyślenia nowego, bardziej nam odpowiadającego systemu porównawczego. Również ceny w dolarach są zupełnie nieaktualne, jeśli chodzi o nasze warunki i podane są w poniższym schemacie jedynie dla przykładu w celu porównania stosunkowych kosztów poszczególnych pozycji w Ameryce i u nas.

Przed obliczeniem kosztów eksploatacji według A.T.A. należy ułożyć tzw. plan lotu i przygotować następujące dane:

1) zasięg, L km
2) czas przelotu dla zasięgu L od stanu spoczynku do stanu spoczynku, t godz
3) szybkość handlowa na danym odcinku $V_h = \frac{L}{t}$ km/godz
4) godzinowe zużycie paliwa na jeden silnik (średnio dla t), B kg/godz
5) godzinowe zużycie oleju na jeden silnik (średnio dla t), S kg/godz
6) ciężar użyteczny (płatny), Q_u ton
7) przeznaczenie: towarowy czy pasażerski,
8) ilość silników, n
9) ilość cylindrów każdego silnika, m
10) liczba oktanowa paliwa (dla stosunków amerykańskich 91 lub 100),
11) ciężar pustego płatowca bez silników, lecz łącznie ze śmigłami, Q_p kg
12) ciężar suchego silnika, Q_s kg
13) powierzchnia podłogi wszystkich pomieszczeń pasażerskich i bagażowych łącznie F m²
oraz objętość pomieszczeń bagażowych łącznie, V m³
(dotyczy tylko samolotów pasażerskich)
14) cena nowego płatowca bez silników, C_p
15) cena każdego nowego silnika, C_s
16) łączna cena samolotu, $C_{p+s} = C_p + nC_s$
17) załoga:
   a. pierwszy pilot, drugi pilot, radiotelegrafista, mechanik pokładowy (personel prowadzący),
   b. steward, bagażowy (personel pomocniczy).

Wszelkie inne, do rachunków wchodzące wartości, mają być zaczerpnięte z danych doświadczalnych A.T.A., co właśnie stwarza możliwość porównań na podstawie jednolitych założeń.

Dane od 1 do 6 wyznacza się na podstawie planu lotu, jako funkcję zasięgu.

Plan lotu należy układać korzystając z danych doświadczalnych A.T.A., ale tylko tych, które zostały zebrane w podobnych warunkach eksploatacyjnych.

PLAN LOTU.

Całość lotu obejmuje okres kołowania przed startem, jak również po lądowaniu, wznoszenie do wysokości podróżnej i przelot (schodzenie na lotnisko docelowe nie jest brane pod uwagę).

A. Dla kołowania na ziemi z obciążeniem podróżnym na pracujących silnikach podczas startu i lądowania łącznie przyjmuje się według A.T.A. następujące czasy:

t kołowania = 0,07 godzin (4,2 min.) dla jednosilnikowego samolotu,
0,12 godzin (7,2 min.) dla dwusilnikowego samolotu,
0,14 godzin (8,4 min.) dla trzysilnikowego samolotu,
0,17 godzin (10,2 min.) dla czterosilnikowego samolotu.

B. Zakłada się wznoszenie do wysokości podróżnej na 80% maksymalnej dopuszczalnej mocy trwałej (METO = maximum except take off, — maksymalne obciążenie za wyjątkiem startu, co w naszej nomenklaturze odpowiada mocy nominalnej), lub na wiadomej najlepszej mocy wznoszenia z odpowiadającym zużyciem paliwa.

C. Podczas przelotu są uwzględniane cztery wypadki, w których bierze się pod uwagę odpowiadające mocy silnika zużycie paliwa:

1) lot na 60% METO,
2) lot na maksymalnej mocy przelotowej,
3) lot na innej, wskazanej przez wytwórnię, stałej mocy,
4) lot na dużą odległość ze zmienną mocą silnika przy 110% szybkości największego zasięgu.

D. Wysokość lotu przyjmuje się:

1) dla odległości większej niż 320 km (200 mil) — 3050 m,
2) dla odległości mniejszej niż 80 km — 305 m,
3) dla odległości między 80 i 320 km zależność ta jest liniowa.

Można również założyć inną, wybraną przez dostawcę najlepszą wysokość przelotu.

Dla wyliczeń potrzebny jest również szereg danych, dostarczonych przez wytwórnię, dotyczących mocy silnika i zużycia paliwa, a mianowicie:

1) moc silnika podczas przelotu — N_p KM,
podczas wznoszenia — N_w KM,

2) jednostkowe zużycie paliwa:
przy mocy przelotowej — b_p g./KMh,
podczas wznoszenia — b_w g./KMh,
przy czym do rachunku podstawia się każdorazowo 105% wartości podanej przez dostawcę,

3) czas wznoszenia na wysokość przelotową — t_w godz.,

4) szybkość przelotowa — v_p km/godz,

5) szybkość pozioma podczas wznoszenia — v_w km/godz,
(w obu poprzednich wypadkach winien być uwzględniony wpływ przeciwnego wiatru przez odjęcie 16 km/godz),

6) długość odcinka wznoszenia — $L_w = t_w \cdot v_w$ km

Następnie obliczamy:

$$t = t_{koł.} + t_w + \frac{L - L_w}{v_p}$$

$$v_h = L/t$$

$$B = {}^1/t \left[N_w \cdot t_w \cdot b_w + N_p \cdot b_p \left(t_{koł.} + \frac{L - L_w}{v_p} \right) \right]$$

OKREŚLENIE CIĘŻARU UŻYTECZNEGO.

Ciężar użyteczny da się wyznaczyć dopiero gdy znany jest całkowity rozchód paliwa $B \cdot t$. Normy A.T.A. nie wskazują w szczegółach jak on ma być obliczony, należy jednak uwzględnić co następuje: oprócz paliwa, przeznaczonego na zużycie, samolot powinien być zaopatrzony w pewną rezerwę bez przekroczenia dopuszczalnego ciężaru przy starcie, względnie lądowaniu. Rezerwa ta ma umożliwić przy odcinkach mniejszych niż 320 km dalszy 45 minutowy lot, przy dłuższych zaś odcinkach przelecenie 320 km + 45 min. lotu z szybkością 125% w stosunku do szybkości odpowiadającej maksymalnemu zasięgowi.

Również dla oleju musi być przewidziana pewna rezerwa, w określonym stosunku do rezerwy paliwa. W żadnym wypadku zapas oleju nie może wynosić przy odlocie mniej niż 1/40 odpowiedniego zapasu paliwa

Jeżeli nie ma urządzenia do przepompowania oleju z jednego zbiornika do drugiego, to stosunek ten powinien wynosić 1/25. Ciężar użyteczny nie może być większy, niż pozwala na to pojemność przestrzenna. Do wyznaczenia tej maksymalnej wartości zakłada się ciężar każdego pasażera 77,1 kg (170 lb.), ciężar jego bagażu 18,15 kg podczas podróży nocnej i 13,6 kg podczas podróży dziennej oraz na każdy m^3 bagażu lub frachtu 160 kg.

To ograniczenie ciężaru użytecznego szczególnie odczuwa się na krótkich odcinkach.

W końcu specjalnie podkreślone jest to, że dla obliczenia kosztów przyjęte jest pełne wykorzystanie rozporządzalnego ciężaru użytecznego, ograniczonego kubaturą użytkową lub maksymalnym ciężarem załadowanego samolotu.

OBLICZENIE BEZPOŚREDNICH KOSZTÓW EKSPLOATACJI.

Według A.T.A. ogólne koszty są sumą 12 poszczególnych składników. Dla każdego z nich podany jest wzór, do którego podstawia się odpowiednie wartości, przy czym otrzymuje się bezpośrednie koszty na jedną tonę amerykańską (2000 lb) ciężaru użytecznego i 1 milę przebytego odcinka. Wydaje się jednak, że wygodniej jest przedstawić koszty w odniesieniu do godziny lotu, jak to podają niektóre wytwórnie amerykańskie.

Niedogodność pierwszego przedstawienia kosztów eksploatacji polega przede wszystkim na tym, że wprowadzony do wszystkich 12 składników ciężar użyteczny zmienia się zależnie nie tylko od długości trasy, ale również od rodzaju wyposażenia samolotu. Ponadto niektóre składowe kosztów, jak amortyzacja, część kosztów ubezpieczenia i utrzymania załogi, nie zależą od szybkości, raczej od czasu eksploatacji, tak że szybkość na odcinkach przelotowych musi być wprowadzona dodatkowo, aby obliczyć te koszty w odniesieniu do ilości przebytych kilometrów lub mil.

Dlatego też poniższe wzory przedstawione są również w takiej formie, że dają one koszty w odniesieniu do godziny lotu. Przy poszczególnych pozycjach koszt odniesiony do tono-km oznaczony jest przez K_i, gdzie i — nr kolejny pozycji, koszt zaś odniesiony do godziny lotu przez K'_i.

1. Koszt paliwa.

$$K_1 = \text{cena paliwa}^{1)} \cdot n \cdot B \frac{t}{LQ_u} = K'_1 \frac{1}{V_h Q_u}$$

gdzie $K'_1 =$ cena paliwa . n . B — jest kosztem paliwa odniesionym do jednej godziny lotu.

(Dla wygody można sporządzić wykres pomocniczy, przedstawiający koszt paliwa w zależności od zużycia godzinowego dla jednego silnika, który można stosować przy analizie różnych samolotów).

2. Koszt smaru.

$$K_2 = \textit{cena smaru} \times \left(\textit{zużycie jednostk.} + \textit{dodatek na zmianę smaru}\right) \frac{n \cdot N_p}{V_h Q_u}$$

$$K_2 = K'_2 \frac{1}{V_h Q_u}$$

Dodatek na okresową zmianę smaru można przyjąć 20% zużycia jednostkowego.
Wzór ten można przedstawić w nieco innej formie:

$$K_2 = \textit{cena smaru} \ (n \cdot S + \textit{dod. na zmianę}) \cdot \frac{1}{V_h Q_u}$$

$$K'_2 = \textit{cena smaru} \ (n \cdot S + \textit{dod. na zmianę})$$

Ostatnie wzory zawierają moc silnika i zużycie jednostkowe jedynie pośrednio poprzez zużycie godzinowe.

Wytyczne A.T.A. dają z jednej strony możliwość obliczyć koszt smaru z mocy przelotowej i zużycia jednostkowego, z drugiej strony dopuszczają obliczenie zużycia smaru Q_h w postaci określonego ułamka zużycia paliwa B_h (zwykle 1/40). Różnica w obliczeniu w stosunku do całości kosztów jest bez znaczenia.

W Ameryce przyjmuje się następujące ceny paliwa i smaru:

paliwo: 91 oktan. 0,0343 \$ /ltr (0,13 \$ /U. S. gal.)
100 oktan. 0,0423 \$ /ltr (0,16 \$ /U. S. gal.)
c. właściwy 0,719 kg/ltr (6 lb/US gal.)
smar: 0,119 \$ /ltr (0,45 \$ /US gal.)

3. Amortyzacja kosztów płatowca.

$$K_3 = \frac{1}{\textit{roczny czas lotu}} \cdot \frac{C_p - \textit{cena złomu}}{\textit{czas amortyz.}} \cdot \frac{1}{V_h Q_u} = K'_3 \cdot \frac{1}{V_h Q_u}$$

Wytyczne A.T.A. przyjmują: roczny czas lotu 3650 godz. (10 godz. na dobę),
cena złomu 10% ceny nowego płatowca.

Czas amortyzacji przy C_p mniejszym od 100.000 \$ wynosi 5 lat, przy 100.000 \$ $< C_p <$ 1.000.000 \$ wynosi $\left(5 + \frac{C_p - 100.000}{300,000}\right)$ lat, przy C_p większym niż 1.000.000 \$ wynosi 8 lat.

Powyższe założenia są oparte na tym, że małe, tańsze płatowce mają krótszy żywot niż większe, droższe. Te ostatnie jednak, wskutek przestarzenia typu oraz ograniczonej wytrzymałości na zmęczenie metalu lekkiego — po 8 latach nie nadają się do użytku. Podstawiając powyższe wartości otrzymamy:

$$K'_3 = \frac{1}{3650} \cdot \frac{0{,}90\, C_p}{\textit{czas amort.}} = \frac{0{,}000247\, C_p}{\textit{czas amortyzacji}}$$

4. Amortyzacja kosztów silników.

$$K_4 = \frac{n \cdot C_s}{\textit{czas amort.} \cdot \textit{roczny czas pracy}} \cdot \frac{1}{V_h Q_u} = K'_4 \cdot \frac{1}{V_h Q_u}$$

Czas amortyzacji — 4 lata.

Roczny czas pracy — 3000 godz.

Żywot jednego silnika jest określony na 12.000 godzin pracy (!) jest więc:

$$K'_4 = \frac{n \cdot C_s}{12.000} = 0{,}0000833\, n \cdot C_s$$

---

1) Cena za 1 kg (Amerykanie przyjmują koszt paliwa lub smaru za 1 litr i dzielą go przez odpowiedni ciężar właściwy).

5. Koszty remontów i zamiany silników.

$$K_5 = \frac{\text{wsp. porówn.}}{\text{ilości silników}} \left[\begin{matrix}\text{porówn. wynagr.}\\ \text{na godz. lotu}\end{matrix} \left(\frac{\text{wsp. ciężaru}}{2} + \frac{\text{wsp. ilości cyl.}}{2} \right) + \left(\begin{matrix}\text{porówn. koszty}\\ \text{mat. na godz. lotu}\end{matrix}\right) \left(\frac{\text{wsp. cięż. siln.} + \text{wsp. ceny}}{2} \right) \right] \frac{1}{V_h Q_u} =$$

$$= K'_5 \frac{1}{V_h \; Q_u}$$

Powyższy wzór opiera się na danych doświadczalnych dla wynagrodzenia za pracę i kosztów materiałów przy okresowych przeglądach i remontach silników samolotu porównawczego, mianowicie DC — 3.

Założono, że koszty przeglądu na godzinę lotu dla samolotów innego typu zmieniają się następująco: koszty ogólne — proporcjonalnie do ilości silników, wynagrodzenie za pracę — proporcjonalnie do średniej arytmetycznej dwu współczynników, z których jeden jest proporcjonalny do ciężaru silnika, drugi zaś do ilości cylindrów; w końcu koszty materiału i części zamiennych — proporcjonalnie do średniej z dwu współczynników, z których jeden jest prop. do ciężaru, drugi zaś do ceny silnika.

Współczynniki wchodzące do wzoru występują jako stosunki odpowiednich danych rozpatrywanego samolotu i samolotu Douglas DC — 3. Należy więc w pierwszym rzędzie ustalić te dane porównawcze. Dla DC-3 brzmią one:

ilość silników	— 2,
ciężar każdego silnika	— 635 kg (1400 lb).
ilość cylindrów silnika	— 14.

Według A.T.A. w Stanach Zjednoczonych przyjmuje się:

cena nowego silnika	— 12 tys. $
wynagrodzenie za pracę	— 1,25 $ / godz. lotu
materiał	— 2,80 „ „

Jeżeli dla przykładu podstawimy te wartości do wzoru, to otrzymamy (Q_s w kg):

$$K'_5 = \frac{n}{2} \left(1{,}25 \; \frac{Q_s/635 + m/14}{2} + 2{,}80 \; \frac{Q_s/635 + C_s/12000}{2} \right)$$

6. Koszty przeglądów i remontów płatowca.

$$K_6 = \left[\left(\begin{matrix}\text{por. wynagr.}\\ \text{na godz. lotu}\end{matrix}\right) \left(\frac{\text{wsp. wielkości} + \text{wsp. ilości siln.}}{2} \right) + \left(\begin{matrix}\text{por. koszty materiału}\\ \text{na godz. lotu}\end{matrix}\right) \left(\frac{\text{wsp. ciężaru} + \text{wsp. ceny}}{2} \right) \right] \cdot$$

$$\cdot \frac{1}{V_h \; Q_u} = K'_6 \frac{1}{V_h \; Q_u}$$

Również ten wzór jest oparty na znanych kosztach przeglądu i remontów płatowca Douglas DC-3.

Występujące tu współczynniki porównawcze należy rozumieć następująco:

wsp. wielk. dla samolotów towarowych jest stosunkiem ciężaru danego (pustego) płatowca do ciężaru płatowca porównawczego; dla samolotów pasażerskich jest stosunkiem całkowitej powierzchni podłogi wszystkich pomieszczeń za wyjątkiem pomieszczeń załogi, do odpowiedniej powierzchni samolotu porównawczego.

Pozostałe współczynniki są stosunkiem odpowiednich wartości danego samolotu i porównawczego.

Niżej są przytoczone wartości wyjściowe dla DC-3:

Ciężar pustego płatowca bez silników	— 6260 kg (13800 lb),
powierzchnia podłogi bez pomieszczeń załogi	— 20,72 m² (223 sq. ft.)
cena nowego płatowca bez silników	— 100.000 $,
koszt pracy	— 3,10 $ godz. lotu.
koszt materiału	— 2,50 $ godz. lotu.

Podstawiwszy znowu dla przykładu wartości przyjmowane w Ameryce, otrzymamy:

dla płatowca towarowego (Q_p w kg.)

$$K'_6 = 3{,}10 \left(\frac{Q_p/6260 + n/2}{2} \right) + 2{,}50 \left(\frac{Q_p/6260 + C_p/100.000}{2} \right)$$

oraz dla pasażerskiego (F_w w m²)

$$K'_6 = 3{,}10 \left(\frac{F/20{,}72 + n/2}{2} \right) + 2{,}50 \left(\frac{Q_p/6260 + C_p/100.000}{2} \right)$$

7. Obsługa przyziemna płatowca i zespołu śmigłosilnikowego.

$$K_7 = \left(\begin{matrix}\text{koszty porówn.}\\ \text{na godz. lotu}\end{matrix}\right) \left| \frac{2\,\text{wsp. ilości siln.} + \text{wsp. ciężaru}}{3} \right| \frac{1}{V_h \; Q_u} =$$

$$= K'_7 \frac{1}{V_h \, Q_u}$$

Koszty robocizny (czyszczenie i przegląd) są tu połączone z kosztami materiałów potrzebnych do wykonywania powyższych czynności (smar, szczotki, środki do czyszczenia itp.).

Współczynnikowi ilości silników nadano podwójne znaczenie.

Wartości porównawcze dla DC-3 są następujące:

ilość silników	— 2,
ciężar pustego samolotu bez silników	— 6260 kg (13800 lb)
robocizna i materiał:	
dla płatowców towarowych	— 5,50 $ /godz. lotu,
dla płatowców pasażerskich	— 6,87 $ /godz. lotu,

Podstawiając powyższe dane otrzymamy dla płatowców towarowych (Q_p w kg):

$$K'_7 = 5{,}50 \left(\frac{2\ n/2 + Q_p\ /6260}{3} \right)$$

dla pasażerskich zaś:

$$K'_7 = 6{,}87 \left(\frac{2\ .\ n/2 + Q_p\ /6260}{3} \right)$$

8. Utrzymanie pierwszego pilota.

$$K_8 = (1 + \textit{stawka ubezp.}) \left[\frac{\textit{upos. zasadnicze}}{\textit{godz. lotu rocznie}} + \right.$$

$$+ (\textit{dod. godz.})\ (\textit{wsp. dzienno-nocny}) +$$

$$\left. + \textit{dodatek kilometrowy} \right] \frac{1}{V_h Q_u} = K'_8 \frac{1}{V_h Q_u}$$

Utrzymanie pierwszego pilota składa się w U.S.A. z trzech następujących części:

a) zasadnicze uposażenie roczne,

b) dodatek godzinowy, uzależniony od efektywnej (handlowej) szybkości przelotowej,

c) dodatek kilometrowy, który odpowiada ilości przebytych kilometrów (mil) po odliczeniu tych, które zostały przebyte z szybkością poniżej 161 km/godz. (100 mph).

Dla lotów nocnych przewidziany jest 50% dodatek do dodatku godzinowego, przy czym nocne loty stanowią przeciętnie w U.S.A. w ruchu towarowym 66%, w pasażerskich zaś 50% ogólnej ilości wylatanych godzin. Stawka ubezpieczeniowa obejmuje ubezpieczenie pilota od wypadku, śmierci, starości i bezrobocia.

Dla przykładu można podać następujące cyfry, które w U.S.A. do wiosny 1947 r. były zbliżone do rzeczywistości:

stawka ubezpieczeniowa — 7%,
zasadnicze upos. roczne — 2400 $,
dodatek godzinowy —
(v_h w km/godz) (3,55 + 0,0041 v_h) $,
wsp. dzienno-nocny:
w transporcie towarowym (50% dodatek do 66% lotów) — 1,33,
w transporcie pasażerskim (50% dodatek do 50% lotów) — 1,25,
dodatek kilometrowy —
(v_h w km/godz) 0,0062 (v_h — 161) $,

Dalej ocenia się ilość wylatanych przez pilota godzin na 850 rocznie.

9. Utrzymanie drugiego pilota, mechanika pokładowego i radiotelegrafisty.

$$K_0 = (1 + \textit{stawka ubezp.}) \frac{\textit{upos. zasadn.}}{\textit{il. godz. lotu rocznie}} \times$$

$$\times \textit{wsp. szybkości}\ .\ \frac{1}{V_h Q_u} = K'_0 \frac{1}{V_h Q_u}$$

Ta część załogi otrzymuje wyższe uposażenie roczne (zasadnicze), a to dlatego, że, jak widać z niżej podanych cyfr orientacyjnych, jest ono tylko w połowie stałe, reszta zaś jest zależna od szybkości (handlowej) i osiąga pełną wartość dopiero przy szybkości 257 km/godz.

premia ubezpieczeniowa — 7%,
roczne uposażenie zasadnicze — 3700 $,
czas lotu rocznie — 850 godzin,
współczynnik szybkości —
(v_h w km/godz) — 0,5 + v_h /515.

Należy przy tym pamiętać, że obliczony w powyższy sposób współczynnik K_9 (K'_9) daje koszt na jednego członka załogi.

10. Utrzymanie personelu pomocniczego (pokładowego).

K_{10} obliczone jest wg. tego samego wzoru, z tą samą stawką ubezpieczeniową i współczynnikiem szybkościowym jak i K_9; natomiast roczne uposażenie zasadnicze tego personelu jest w U.S.A. inne i wynosi:

na płatowcach towarowych — 1800 $,
na płatowcach pasażerskich — 1600 $,
roczny zaś czas lotu przyjmuje się — 900 godzin.

11. Urlopy załogi.

Według A.T.A. załoga otrzymuje dodatkowe wynagrodzenie tytułem urlopu (przeznaczone na cele wypoczynkowe), które jest uzależnione jedynie od przebytych kilometrów i nie zależy od czasu ani od szybkości. Stawka kilometrowa wypłacana personelowi pomocniczemu jest większa niż przeznaczona dla personelu prowadzącego (pierwszy i drugi pilot, mechanik pokładowy i radiotelegrafista).

Stawka wypoczynkowa (kilometrowa) wynosi w U.S.A. przykładowo:

dla personelu prowadzącego samolot — 0,00140 $ /km
dla personelu pomocniczego — 0,00214 $ /km

Koszt urlopów załogi w odniesieniu do tono-kilometra wyraża się następującym wzorem:

$$K_{11} = (\textit{stawka wypoczynkowa} \times \textit{liczba członków załogi}) \frac{1}{Q_n}$$

dla wyznaczenia kosztów na godzinę lotu niezbędne jest następujące przekształcenie:

$$K_{11} = (\textit{stawka wyp.} \times \textit{liczba czł. załogi} \times V_h) \frac{1}{V_h Q_u} =$$

$$= K'_{11} \frac{1}{V_h Q_u} \qquad \text{skąd}$$

$$K'_{11} = \textit{stawka wyp.} \times \textit{liczba załogi} \times V_h$$

12. Ubezpieczenie samolotu.

$$K_{12} =$$

$$= \frac{(\textit{wysok. ubezp}/c_{p+s}) \times \textit{stawka ubezp} \times C_{p+s}}{\textit{roczny czas lotu} \times V_h \times Q_u} +$$

$$+ \frac{\textit{stawka ubezp. od odpow. cywilnej}}{Q_u}$$

Stawka ubezpieczeniowa od odpowiedzialności cywilnej jest tak samo jak urlopy personelu latającego niezależna od czasu ani też od wartości samolotu, lecz jedynie od przebytych kilometrów. Przekształcając ten wzór analogicznie do poprzedniego otrzymamy:

$$K_{12} =$$

$$= \left[\frac{(wysok.\ ubezp./C_p + s) \times stawka\ ubezp. \times C_p + s}{roczny\ czas\ lotu} + \left(\begin{matrix} stawka\ ubezp.\ od \\ odpow.\ cywilnej \end{matrix} \right) \right] \frac{1}{V_h\ Q_u} = K'_{12} \frac{1}{V_h\ Q_u}$$

Tutaj wytyczne A.T.A. przyjmują:

$\frac{\text{wysokość ubezpieczenia}}{\text{cena nowego samolotu}}$	= 90%
stawka ubezpieczeniowa	— 8%,
roczny czas lotu	— 3650 godz.,
stawka od odp. cywilnej	— 0,00081 $ /godz.

Zestawienie.

Przez dodanie poszczególnych wartości kosztów od K'_1 do K'_{12}, pomnożonych odpowiednio przez liczbę silników, względnie ilość przewidzianej załogi, otrzymamy łączne koszty bezpośrednie K' na godzinę lotu. Dla obliczenia kosztów na samoloto-kilometr (ewent. milę) należy powyższą wartość podzielić przez szybkość

$$K_{S.K} = \frac{K'}{V_h},$$

wreszcie, jeżeli chcemy koszt ten odnieść do tonokilometra, należy wartość dla samoloto-km podzielić jeszcze przez ciężar użyteczny w tonach

$$K = \frac{K_{S.K}}{Q_u} = \frac{K'}{V_h\ Q_u}$$

Koszty należy obliczyć kolejno dla różnych długości przelotu, przy czym każdorazowo K'_1, K'_2, K'_8, K'_9, K'_{10}, oraz K'_{11}, jak również drugi człon w K'_{12} musi być obliczony ponownie, podczas gdy K'_3 do K'_7 i część pierwsza K'_{12} nie ulega zmianie.

PRZYKŁAD UŁOŻENIA PLANU LOTU.

Dla otrzymania pewnego porównania wybrano dwa samoloty: Skandia 90-A-1 oraz Convair 240, dla których potrzebne dane są następujące:

		SKANDIA	CONVAIR
1) ciężar startowy	kg	14000	18370
2) ciężar własny z wyposażeniem	kg	8727	12156
3) maksym. ciężar przy lądowaniu	kg	14000	17495
4) ilość miejsc pasażerskich		24	40
5) objętość bagażników	m³	11,1	12
6) pojemn. zbiorn. paliwa	l	2900	3785
7) szybkość przelotowa[1]	v_p km/godz	360	468
8) wysokość lotu	h_p m	3050	4875
9) szybkość wznoszenia	w m/sek	6,1	6,0
10) szybkość pozioma przy wznoszeniu[1])	V_u km/godz	216	281
11) zużycie paliwa przy mocy podróżnej[2])	kg/godz	273	455
12) zużycie oleju przy mocy podróżnej	„	10	17
13) zużycie paliwa przy mocy wznoszenia	„	636	900
14) zużycie oleju przy mocy wznoszenia	„	19	27
15) przyjęto ciężar właściwy paliwa		0,74 kg/l (benzyna)	

Z powyższej tabeli widać, że maksymalny ciężar załadowania (pkt. 1 minus pkt.2) wynosi dla Skandii 5273 kg i dla Convaira 6214 kg i obejmuje: ciężar materiałów pędnych, załogi, pasażerów i bagażu. Maksymalny ciężar użyteczny, płatny, ograniczony rozmiarami samolotu wynosi 3626 kg dla Skandii i 5003 kg dla Convaira, przy założeniach wg. A.T.A. t. j. 77,1 kg na pasażera i 160 kg na 1 m³ bagażnika. Plan lotu opracowano dla odległości przelotowych od 320 km do maksymalnego zasięgu i w tych granicach przyjęto dla poszczególnego samolotu stałą wysokość przelotową, podaną w poprz. tabeli.

Sumując odpowiednie rubryki dla wznoszenia i lotów poziomych dla różnych odcinków, otrzymamy w rezultacie zużycie paliwa i czas lotu oraz obliczymy t. zw. szybkość handlową na różnych odległościach. (patrz tablice 1 i 2).

Zasięg samolotu obliczamy, wychodząc z maksymalnej pojemności zbiorników paliwa. Przeliczywszy ilość benzyny na kilogramy możemy znaleźć, na jaki czas lotu (po przebyciu pierwszych 500 km) wystarczy jej, stąd znajdziemy odległość, jaką można na niej przelecieć. Sumując te wartości z obliczonymi dla 500 km znajdziemy maksymalny zasięg, czas lotu i szybkość handlową. Jeżeli uwzględnimy niezbędną rezerwę paliwa (320 km + 45 min. lotu), to postępując w podobny sposób otrzymamy analogiczne wartości dla lotu z rezerwą paliwa.

Obliczone wartości dla Skandii i Convaira przedstawiają się następująco:

lot z rezerwą paliwa

samolot	niezb. rez. paliwa kg.	zasięg	czas	szybkość handl.	zużycie paliwa	zużycie oleju
SKANDIA	459	1995	5,97	334	1681	60,9
CONVAIR	665	1925	4,48	430	2135	78,1

[1]) Bez uwzględnienia wiatru (czołowego).
[2]) Wszystkie zużycia mat. pędnych podane są na godz. lotu dla wszystkich siln. łącznie; zużycie smaru wraz z dodatkiem na zmianę.

dla lotu bez rezerwy

samolot	zasięg	czas	szybkość handl.	zużycie paliwa	zużycie oleju
SKANDIA	2570	7,65	336	2140	77,7
CONVAIR	2590	5,95	435	2800	103,0

Znając zużycie materiałów pędnych i przewidując niezbędną rezerwę dla lotu na żądaną odległość (w rozpatrywanym odcinku rezerwa jest stała), możemy znaleźć ciężar użyteczny (płatny) jako różnicę między ciężarem załadowania a sumą ciężarów: materiałów pędnych wraz z przewidzianą rezerwą, oraz załogi wraz z jej bagażem. Zakładając dla przykładu załogę czteroosobową dla każdego samolotu, ciężar członka załogi 77,1 kg i jego bagaż 7 kg, ciężar oleju wraz z rezerwą 200 kg dla każdego samolotu i odcinka lotu (tutaj założona rezerwa oleju znacznie większa niż wg. A.T.A.), otrzymamy po przeliczeniu następujące ciężary użyteczne (Q_u w kg) w funkcji odległości.

Samolot	odległość km 320		500		1000		1500		2000	
	Q wł.	Q u	Q wł.	Q u	Q wł.	Q u	Q wł.	Q u	Q wł.	Q u
Skandia	1349	3924	1491	3782	1887	3386	2283	2990	2679	2594
Convair	1722	4492	1900	4314	2405	3809	2910	3304	3415	2799

Z powyższej tabeli widać, że ciężar użyteczny dla Skandii na małych odcinkach jest ograniczony pojemnością maszyny (3626 kg), dla samolotu zaś Convair maksymalnym ciężarem lądowania. Całkowity rozporządzalny ciężar płatny Convaira można wykorzystać dopiero na takim odcinku lotu, na którym spali on ilość materiałów pędnych odpowiadającą różnicy ciężarów całkowitych przy starcie i lądowaniu.

$$Q_{startu} - Q_{lądow.} = 18370 - 17495 = 875 \text{ kg}$$

(zużycie w powietrzu)

plus 28 kg na kołowanie po lądowaniu

razem = 903 kg

(zużycie całkowite),

co zgodnie z wykresem Nr. 2 odpowiada — 672 km.

TABLICA 1.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Samolot	Czas kołow. godzin	Szybkość poz. przy wznosz. V_w —16 km/g.	Czas wznosz. godzin	Odl. przebyta km.	Zużycie na wznoszenie: godzinowe — paliwo kg.	godzinowe — olej kg.	ogólne — paliwo kg.	ogólne — olej kg.	Szybk. przelot. V_p —16 km/g.	zuż. godz. podcz. przel. — paliwo kg.	zuż. godz. podcz. przel. — olej kg.
			$\frac{hp}{w}$	3 · 4			6 · 4	7 · 4			
Skandia	0,12	200	0,17	28,0	636	19	89	2,6	344	273	10
Convair	0,12	265	0,226	59,9	900	27	203	6,1	452	455	17

1	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25
Samolot	Lot poz. do 320 km. — odległ. km.	czas lotu godzin	czas lotu + kołow. godzin	zużycie — paliwo kg.	zużycie — olej kg.	Lot poz. do 500 km. — odległ. km.	czas lotu godzin	czas lotu + kołow. godzin	zużycie — paliwo kg.	zużycie — olej kg.	Lot poz. na dalsze 500 km — czas lotu godzin	zużycie — paliwo kg.	zużycie — olej kg.
	320-5	13/10	14+2	11·15	12·15	500-5	18/10	19+2	11·20	12·20	500/10	11·23	12·23
Skandia	292	0,85	0,97	265	9,7	472	1,37	1,49	407	15	1,45	396	14,5
Convair	260	0,58	0,70	318	11,9	440	0,97	1,09	496	18,5	2,11	505	19,0

TABLICA 2.

1	26	27	28	29	30	31	32	33
Samolot	Odległość 320 km.				Odległość 500 km.			
	zużycie		czas godz.	szyb. handl. V_h km/g.	zużycie		czas godz.	szyb. handl. V_h km/g.
	paliwo kg.	olej kg.			paliwo kg.	olej kg.		
	8+16	**9+17**	**4+15**	320/**28**	**8+21**	**9+22**	**4+20**	500/**32**
Skandia	354	13,3	1,14	281	496	17,5	1,63	307
Convair	521	18,0	0,93	344	699	24,5	1,32	379

1	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45
Samolot	Odległość 1000 km.				Odległość 1500 km.				Odległość 2000 km.			
	zużycie		czas godz.	szyb. handl. V_h km/g.	zużycie		czas godz.	szyb. handl. V_h km/g.	zużycie		czas godz.	szyb. handl. V_h km/g.
	paliwo kg.	olej kg.			paliwo kg.	olej kg.			paliwo kg.	olej kg.		
	30+24	**31+25**	**32+23**	1000/**36**	**34+24**	**35+25**	**36+23**	1500/**40**	**38+24**	**39+25**	**40+23**	2000/**44**
Skandia	892	32	3,08	325	1288	46,5	4,53	331	1684	61,0	5,98	334
Convair	1204	43,5	2,43	412	1709	62,5	3,54	424	2214	81,5	4,65	430

Przy odległości 320 km ciężar startowy nie może być większy niż maksymalny ciężar przy lądowaniu, powiększony o spalone na tym odcinku w powietrzu materiały pędne czyli

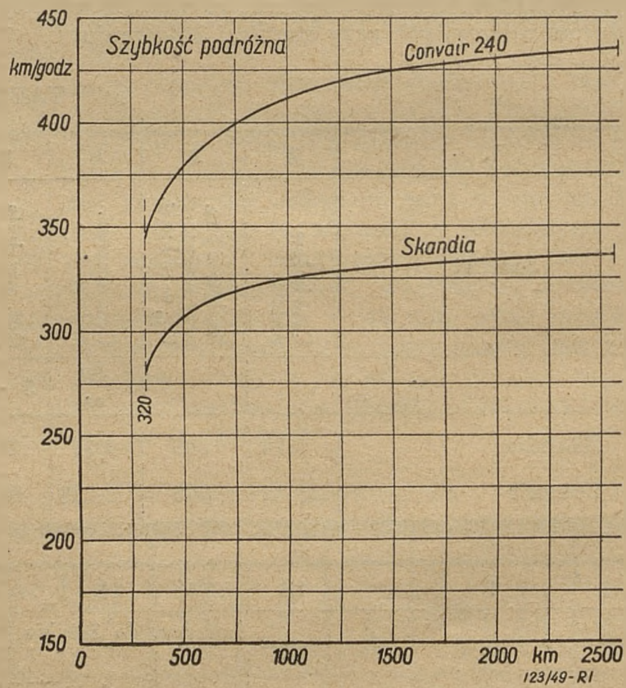
$$539 - 28 = 511 \text{ kg}$$

zatem ciężar przy starcie może wynosić najwyżej:

$$17495 + 511 = 18006 \text{ kg,}$$

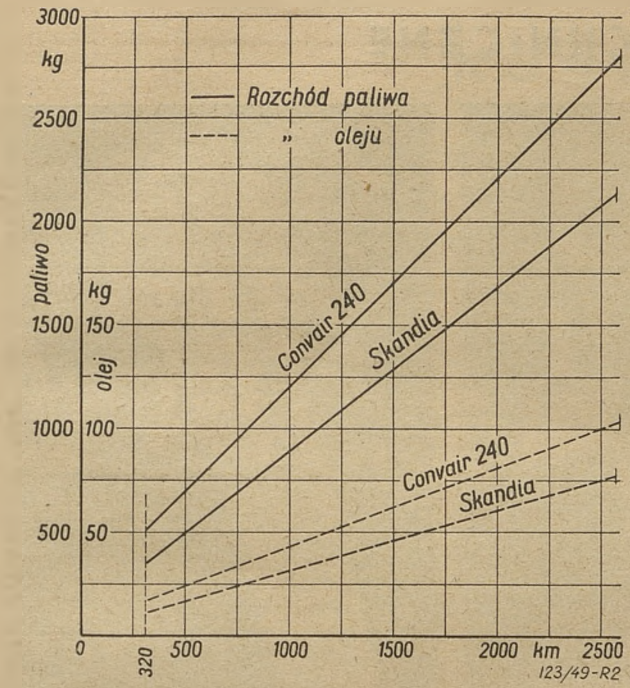
co odpowiada ciężarowi użytecznemu — 4128 kg.

Wszystkie obliczenia, dotyczące planu lotu, zestawione są na wykresach, umieszczonych niżej. Widać z nich, że szybkość handlowa bardzo wyraźnie zmienia się przy małych odcinkach przelotowych, gdzie wpływ straconego czasu na kołowanie i wznoszenie jest duży. Przy dłuższych przelotach wpływ ten jest stosunkowo mały i szybkość handlowa zmienia się w nieznacznym stopniu na korzyść większych odcinków. Krzywe ciężaru handlowego są wyraźnie ograniczone na krótszych odcinkach warunkami pojemności lub maksymalnym ciężarem lądowania i są poziome w okresie lotu na rezerwie paliwa. Zmniejszenie zapasu rezerwowego spowoduje przesunięcie środkowej części krzywej ładunku płatnego równolegle ku górze. Zestawienie odpowiednich krzywych dla różnych płatowców porównuje w sposób bardzo przejrzysty ich możliwości techniczne i jest cenne, zwłaszcza w wypadkach podobnych typów. W naszym przykładzie widać, iż kosztem większego zużycia paliwa samolot Convair zyskuje w stosunku do Skandii znacznie na szybkości (ok. 27%) i mniej na ciężarze użytecznym (ok. 12%).

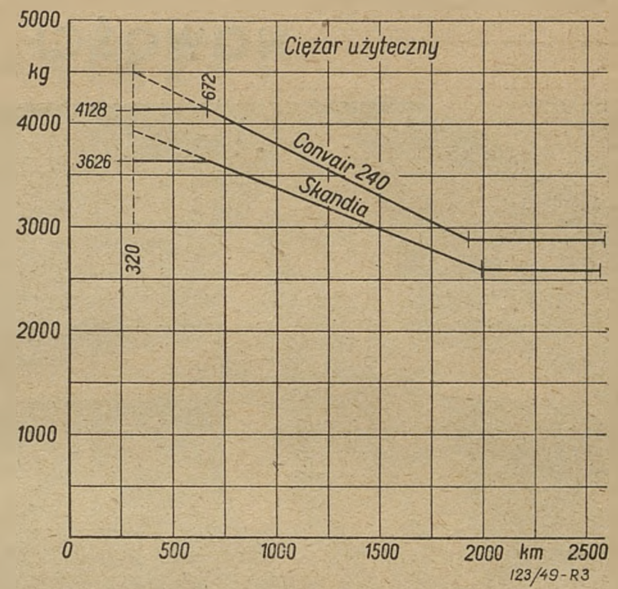


Wykres 1.

O ile sposób układania planów lotów nie nastręcza nagół wątpliwości ani pod względem układu, ani też w stosunku do przyjętych założeń, o tyle kwestia obliczania kosztów bezpośrednich może podlegać dyskusji, zwłaszcza w naszych odrębnych warunkach ekonomicznych i technicznych. Dyskusja ta może do-



Wykres 2.



Wykres 3.

tyczyć zarówno podziału na poszczególne pozycje, jak również (i to w przeważnej mierze) przyjętych przez A.T.A. założeń. Jeżeli chodzi o podział, to największe zastrzeżenia mogą dotyczyć punktów, związanych z wynagrodzeniem personelu. Co do założeń, to niektóre z nich są zupełnie nie do przyjęcia dla nas, np. sumaryczny czas pracy silnika, lub wartość zużytego materiału (złomu). Inne, dotyczące stosunkowych kosztów przeglądów i remontów silnika oraz płatowca nie mają u nas bezpośredniego potwierdzenia wobec prowadzenia statystyk krajowych w innej formie. Budzi wreszcie zastrzeżenia i to, że do obliczenia kosztów remontu płatowca nie wchodzi zupełnie jakość ich wykonania i łatwość dostępu do części kontrolowanych. Nie ulega jednak żadnej wątpliwości, iż zachowując ogólny szkielet kalkulacji i zmieniając na razie niektóre założena można by prowadzić kontrolę eksploatacji w sposób bardziej racjonalny co niewątpliwie przyniesie doraźnie szereg oszczędności, zmusi ponadto do zbierania danych statystycznych według jednolitego planu, co w następstwie umożliwi udoskonalenie kalkulacji i przewidywania kosztów eksploatacji w stosunku do nowych typów samolotów. Nasuwa się również pytanie, czy jest racjonalnym bazowanie się przy obliczaniu kosztów bezpośrednio na jednostce tej czy innej waluty, czy też należałoby wprowadzić jakieś jednostki porównawcze, opierając się jedynie na stosunkowych wartościach czasu pracy, wartości materiału i wynagrodzeń — co w rezultacie bardziej umiędzynarodowiłoby obliczenia kalkulacyjne.

W każdym razie pewne jednoznaczne określenie pojęcia kosztów eksploatacji jest bardzo potrzebne, szkielet zaś wprowadzony przez A.T.A. ma tę przewagę, iż jest już dziś dość powszechnie stosowany.

LIST DO REDAKCJI

Niniejszym przytaczamy list, który otrzymaliśmy od prof. Jerzego Bukowskiego:

W zeszycie 2 — 3 Techniki Lotniczej (grudzień 1948) na str. 39 (artykuł in. *Fr. Janika* „Obliczanie osiągów samolotu") znalazłem zdanie: „Oprzemy się w naszym przykładzie na publikacji *prof. J. Bukowskiego* (Wyd. I. A. 1942)...".

Czuję się w obowiązku sprostować, że byłoby w porządku, gdyby zdanie to brzmiało: „Opieramy się na PRZEKŁADZIE publikacji *prof. J. Bukowskiego* (Wyd. I. A. 1939)...". Oryginalne Wydawnictwo Instytutu Aerodynamicznego (zeszyt VII — tekst polsko-angielski) nosi bowiem tę datę. Zeszyt będący prawdopodobnie w dyspozycji Autora artykułu jest przekładem niemieckim opublikowanym istotnie w r. 1942, ale nie stanowiącym Wydawnictwa I. A., a tym mniej pierwodruku mojej pracy.

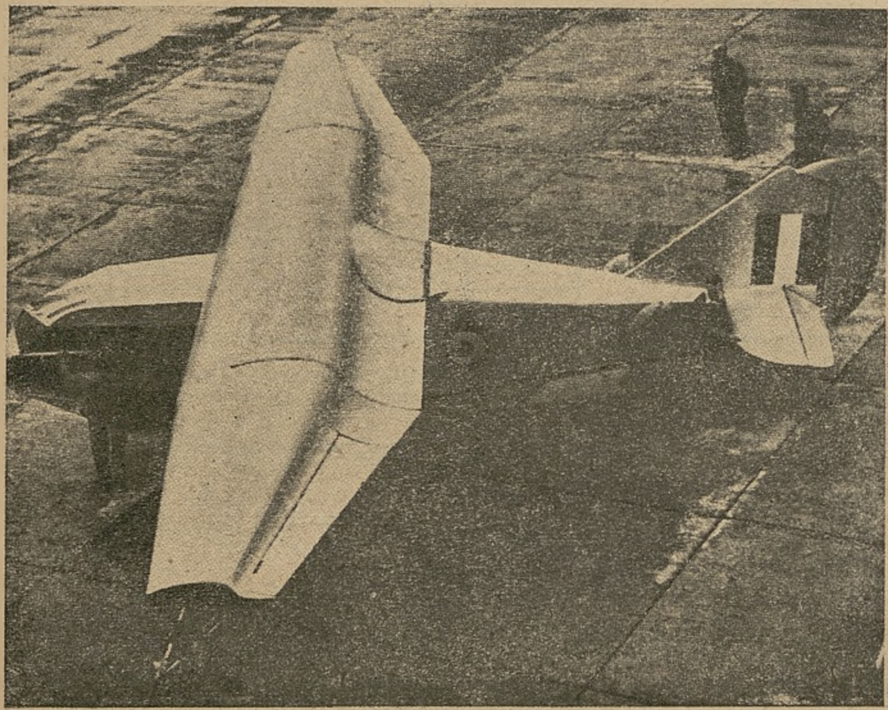
Nie chcę tą drogą robić wymówek Szanownemu Autorowi tak bardzo interesującego artykułu, ale moje sprostowanie uzna za celowe każdy, znający warunki okupacyjne w kraju.

Przy sposobności miło mi jest wyrazić Sz. Redakcji moje pełne uznanie za jej osiągnięcia: każdy technik przeczyta nowy zeszyt T. L. nie tylko z pełnym zainteresowaniem, ale i z niewątpliwą korzyścią.

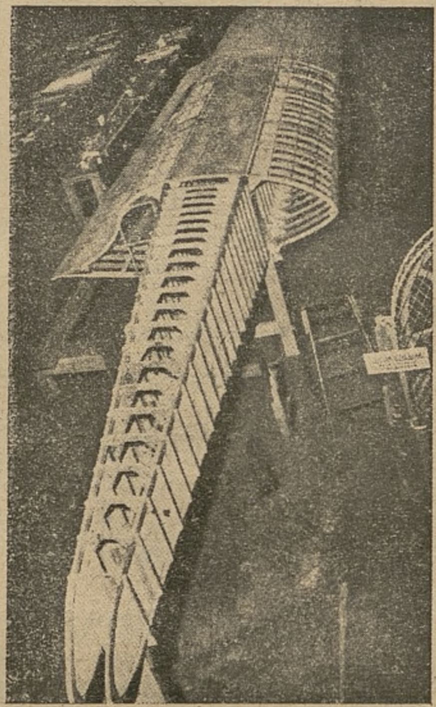
Łączę wyrazy prawdziwego szacunku

(—) J. Bukowski

NOWOŚCI TECHNICZNE



Szybowiec typu de Havilland, zaopatrzony w skrzydła z odsysaną warstwą graniczną, gotowy do prób w locie. Rozpiętość płatów: 17,1 m.



Szczegóły konstrukcyjne płata; przewód odsysający znajduje się pod tylnym zagięciem (wklęśnięciem) grzbietu profilu.

PRÓBA ZASTOSOWANIA METODY ODSYSANIA WARSTWY GRANICZNEJ.

Aviation Week donosi, że Australian Council for Scientific and Industrial Research przeprowadza praktyczne badanie profilu laminarnego z odsysaną warstwą graniczną. Profile te charakteryzuje duży stosunek grubości do cięciwy; teoria ich została opracowana przez dr *A. G. Griffitha.*

Pierwsze próby w locie zostały wykonane na seryjnym sześcioosobowym szybowcu typu de Havilland DH G2, zaopatrzonym w płaty konstrukcji drewnianej o wyżej wspomnianym profilu. Urządzenie odsysające, wyposażone w sprężarkę odśrodkową napędzaną silnikiem Ford V8, umieszczone zostało w odpowiednio zmodyfikowanym kadłubie. Układ szczelin odsysających umieszczony jest w początku wklęśnięcia na grzbiecie profilu, a więc w punkcie, w którym normalnie warstwa laminarna odrywa się.

Próby te traktowane są jako prace wstępne przed zastosowaniem tego typu płatów na samolotach. Ze względu na to, że płaty te odznaczają się dużą grubością, rozważana jest możliwość zastosowania ich w samolotach typu „latające skrzydło". Dużą grubość takich płatów charakteryzuje wyraźnie przykład: skrzydło samolotu rzędu DC-4 o wyżej wspomnianym profilu posiadałoby grubość około 1,8 m. W samolotach bezkadłubowych zatem umieszczenie pasażerów i załogi w płatach byłoby dużo łatwiejsze niż przy użyciu zwykłych profili.

Badania nad tym typem płatów oraz prace konstrukcyjne zostały rozpoczęte w Australii na początku 1947 r.

Pierwsze badania w tunelu aerodynamicznym miały wykazać, że płaty laminarne z odsysaną warstwą graniczną posiadają szereg zalet w stosunku do typów konwencjonalnych.

Niestety źródło nie podaje, jak zachowują się płaty w wypadku uszkodzenia urządzenia odsysającego.

Aviation Week, Dec. 13, 1948.

PRÓBY W LOCIE SAMOLOTU BELL X-1.

Najnowsze doniesienia „American Aviation Daily" prostują poprzednie sprawozdania z lotu samolotu Bell X-1, według których X-1 miał osiągnąć prędkość 1600 km/godz. Według „Daily" samolot X-1 przekroczył jedynie nieznacznie prędkość 1350 km/godz. (850 mil/godz). Błąd powstał na skutek nieuwzględnienia zmiany szybkości dźwięku z wysokością przy przeliczaniu osiągniętej szybkości na podstawie podanej liczby Macha którą samolot osiągnął.

Aeronautics, Dec. 1948.

NOWE KSIĄŻKI

Dr WITOLD KASPEROWICZ. Mechanik precyzyjny Sp. Wydawnicza „Czytelnik" 1948.

W ramach biblioteki „Wzorowy zawodowiec" został wydany przez „Czytelnika" podręcznik p. t. „Mechanik precyzyjny".

Ten cenny podręcznik, przeznaczony dla ogółu mechaników precyzyjnych, powinien znaleźć się w bibliotece każdego pracownika lotnictwa związanego z wytwarzaniem przyrządów pokładowych, silników lotniczych, akcesorii, narzędzi i t. p.

Treść książki jest bardzo skondensowana — z tej racji dość trudna w czytaniu — toteż nie należy jej polecać początkującym. Konieczna jest tu znajomość podstawowej techniki warsztatowej.

Na 258 stronach tekstu autor porusza następujące tematy: w rozdziale I-ym jest podana ogólna ocena obróbki precyzyjnej. Rozdz. II-gi nosi tytuł „Technika obróbki dokładnej". W rozdz. III-cim są omówione przyrządy do dokładnych pomiarów i ich wykonywanie. W rozdz. IV-tym opisane są specjalne obrabiarki z jakimi spotyka się w swej praktyce mechanik precyzyjny. Dane o stopach metali i materiałach ceramicznych używanych w technice precyzyjnej omawia rozdział następny. Dalsze rozdziały są poświęcone sprawom wykończania powierzchni — po omówieniu sposobów utwardzania powierzchniowego autor szeroko omawia ściernice oraz szlifowanie i dogładzanie powierzchni a także najdokładniejsze rodzaje obróbki przy użyciu diamentów. Ostatnie dwa rozdziały dotyczą sposobów łączenia oraz zasad budowy przyrządów. Podany jest szereg precyzyjnych robót z dziedziny przyrządów optycznych, zegarmistrzostwa i elementów mechanizmów.

W całej pracy jest użyte naogół poprawne polskie słownictwo techniczne i zamieszczony w tekście szereg definicji, które niewątpliwie przyczynią się do wyjaśnienia wielu nieporozumień. Czasem jednak autor niepotrzebnie odstępuje od już utartych określeń, np. odlew wtryskowy nazywa „natryskowym".

Byłoby również rzeczą pożyteczną umieszczenie na końcu książki skorowidzu rzeczowego, co ułatwiłoby korzystanie z niej „na wyrywki".

Spółdzielnia Wydawnicza „Czytelnik" dołożyła wszelkich starań żeby szata zewnętrzna podręcznika wypadła jak najlepiej, toteż z całą przyjemnością bierze się go do ręki. Wydany podręcznik stanie się napewno dobrym doradcą i drogowskazem dla wielu fachowców chcących się poświęcić mechanice precyzyjnej, stając się jedną z wybitniejszych pozycji naszej literatury techniczno-warsztatowej.

R. L.

S. G. POPOW — „Izmierienje wozdusznyh potokow" (Mierzenie strumieni powietrznych). OGIZ-GOSTIECHIZAT — 1947, str. 296, format A5.

Książka zawiera następujące rozdziały:

1. Mikromanometry.
2. Pomiar średnich ciśnień i prędkości w strumieniu powietrznym.
3. Określenie prędkości i ciśnień w strumieniu nieustalonym.
4. Optyczne metody badań strumieni powietrznych.

Autor podaje w sposób przystępny i wyczerpujący opis oraz teoretyczne podstawy działania przyrządów służących do badania strumieni powietrznych, to znaczy do mierzenia ciśnienia i prędkości, a więc pozwalających na określenie zależności między strumieniem powietrznym opływanym, co jest istotą całej aerodynamiki eksperymentalnej.

Poza tym autor podaje sposoby wykonania pomiarów i praktyczne wskazówki dla uniknięcia błędów pomiarowych. W ostatnim rozdziale autor opisuje szereg metod optycznego badania przepływów oraz zastosowanie stroboskopów i aparatów kinematograficznych.

Praca oparta jest na literaturze radzieckiej, angielskiej, francuskiej i niemieckiej oraz na wynikach radzieckiej praktyki laboratoryjnej. Słusznie uważa autor, iż tylko wyczerpujące poznanie całego dorobku w tej dziedzinie umożliwi udoskonalenie istniejących, względnie zbudowanie nowych urządzeń pomiarowych i należyte ich stosowanie. Ta niezmiernie cenna książka powinna się znaleźć w rękach każdego fachowca, zajmującego sę pomiarami aerodynamicznymi.

W. R.

J. I. SOŁOWIEW. Giroskopiczeskije pribory i awtopiloty. (Przyrządy żyroskopowe i piloty automatyczne). Wydanie OBORONGIZ str. 510 Moskwa 1947 r.

Powiązanie opisu technicznego omawianego urządzenia ze zwięzłym ujęciem teoretycznych zasad, na których opiera się jego działanie, jest w wielu wypadkach wygodną i przyjemną formą ujęcia tematu. Czytelnik, którego poza mechanizmem zainteresują prawa mechaniki czy fizyki wykorzystane przy jego budowie, ma wówczas niezbędny materiał „pod ręką", bez potrzeby uciekania się do teoretycznych dzieł specjalnych.

Książkę *Sołowiewa* cechuje taka właśnie „teoretyczna ilustracja" opisowego w zasadzie ujęcia tematu.

Książka poświęcona jest omówieniu konstrukcyjnych rozwiązań stosowanych obecnie w lotnictwie żyroskopowych przyrządów pokładowych i urządzeń samoczynnego sterowania samolotu. Jest ona przewidziana jako podręcznik wprowadzający w tę specjlną dziedzinę wiedzy. Zależności i wzory matemetyczne ograniczono do niezbędnego minimum a załączone przykłady wyjaśniają jak posługiwać się nimi przy wyliczeniach.

Liczne rysunki i fotografie stanowią cenne uzupełnienie tekstu.

Książkę poprzedza krótki wstęp, poświęcony omówieniu odczuć psycho-fizjologicznych doznawanych przez pilota podczas wykonywania ewolucji w locie.

Z. W.

KRONIKA ZPIL

NOWI CZŁONKOWIE.

Od chwili ogłoszenia listy czynnych członków ZPIL w zeszycie 1/48 „Techniki Lotniczej" zostali przyjęci do naszego Związku następujący koledzy:

L.p.	Nazwsko i imię
69.	*Teisseyre Jerzy*
70.	*Wesołowski Jerzy*
71.	*Stanis Henryk*
72.	*Piechowski Leszek*
73.	*Drużny Czesław*
74.	*Jarominek Władysław*
75.	*Łatyszew Mikołaj*
76.	*Staszek Jan*
77.	*Pietraszek Mieczysław*
78.	*Zbiegini Zbigniew.*

Pozostali koledzy, którzy złożyli deklaracje, są w trakcie weryfikacji.

Kolegom pragnącym wstąpić do Związku przypominamy, że należy w tym celu wypełnić deklarację i zgłoszenie do SIMP oraz złożyć oświadczenie deklarujące gotowość pracy w Kole Lotniczym.

Wyjątki ze Statutu SIMP, wyjaśniające cele i zadania Stowarzyszenia podaliśmy w zeszcie 1 z 1948 r.

SPROSTOWANIE.

Niniejszym prostujemy omyłkę w liście członków, ogłoszonej w zeszycie 1/48.

Zamiast *Iwanicki Tadeusz* —
powinno być *Zwanicki Tadeusz.*

ODCZYTY.

W okresie sprawozdawczym odbyły się trzy odczyty: dnia 28 stycznia b. r. odbył się w sali Domu Technika odczyt kol. Z. *Brodzkiego* p. t.

Wiropłaty — część I.

dnia 25 lutego b. r. w audytorium Instytutu Aerodynamicznego — odczyt kol. *Br. Żurakowskiego* p.t.

Wiropłaty — część II,

oraz dnia 11 marca b. r. w audytorium Instytutu Aerodynamicznego — odczyt dyskusyjny kol. C. *Bieńka* p.t.

O organizacji wyższych studiów lotniczych w Polsce.

WALNE ZEBRANIE I WYBÓR NOWEGO ZARZĄDU.

Dnia 10 lutego br. w audytorium Instytutu Aerodynamicznego odbyło się doroczne walne zebranie ZPIL. Po sprawozdaniu ustępującego Zarządu, które odczytał kol. R. *Romicki*, zebrani postanowili udzielić absolutorium ustępującemu Zarządowi i przystąpili do wyboru nowych władz Związku. W wyniku głosowania Przewodniczącym ZPIL został obrany

kol. *Wiktor Roth.*

Na członków Zarządu wybrano kolegów:

Zbigniewa Brzoskę
Zbigniewa Jakubowskiego
Stanisława Koślacza
Jana Paczoskiego
Jerzego Pinderę
Jana Staszka.

Ponadto zebrani postawili dezyderat, aby nowy Zarząd dokooptował do swego grona dwóch członków z pośród nowoprzyjętych do Koła techników lotniczych.

Jak wynika z programu prac nowego Zarządu, przewiduje on powiększenie akcji wydawniczej i odczytowej oraz zainicjowanie akcji wycieczkowej, która w roku ubiegłym pomimo usilnych starań Zarządu nie doszła do skutku.

Zebrani uchwalili jednogłośnie rezolucję, w której gorąco dziękują Władzom Wojskowym za umożliwienie, dzięki wypłaconym subsydiom, wydawania „Techniki Lotniczej".

Wydaje INSTYTUT WYDAWNICZY SIMP. Redaguje KOLEGIUM REDAKCYJNE ZPIL
Skład Kolegium: Przewodniczący — Inż. Wł. Fiszdon. Członkowie: inż. Br. Bochenek, dr inż. Z. Brzoska, płk. inż. H. Krajewski, inż. Fr. Janik, dr inż. Fr. Misztal, inż. R. Romicki, inż. J. Paczoski (Redaktor Techn.).
Cena pojedynczego zeszytu: 1948 r. — 120 zł, 1949 r. — 200 zł. Konto PKO-I-8100. Prenumerata za r. 1948 — 300 zł, półroczna w 1949 — 300 zł, roczna w 1949 — 600 zł.
Organizacjom młodzieży uczącej się przysługuje zniżka 50% przy prenumeracie od 10 egz.
Prenumerata za granicą: rocznie $ 4 wzgl. £ 1
Adres Redakcji: Warszawa, ul. 6 Sierpnia 24. Adres Administracji: Warszawa, ul. Mickiewicza 18.
Redakcja czynna jest we wtorki i czwartki od godz: 17.30 do 18.30
Druk. „AUTOMAT" Warszawa, Wileńska 7. B-71604.